Untersuchungen zur Energie- und Dosisverteilung ein- und mehrfach gestreuter γ-Strahlung

Dissertation

zur

Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der

Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard-Karls-Universität

zu Tübingen

vorgelegt von

Ekkart K. Wechselberger

aus Berlin-Zehlendorf

1969

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543901_0063

Untersuchungen zur Energie- und Dosisverteilung ein- und mehrfach gestreuter γ-Strahlung

Dissertation

zur

Erlangung des Grades eines Doktors

der Naturwissenschaften

der

Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard-Karls-Universität

zu Tübingen

vorgelegt von

Ekkart K. Wechselberger

aus Berlin-Zehlendorf

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Februar 1969

Dekan: Professor Dr.rer.nat. H. Blume
1. Berichterstatter: Professor Dr.rer.nat. G. Breitling
2. Berichterstatter: Professor Dr.-Ing. G. Möllenstedt

FOTODRUCK PRÄZIS Barbara v.Spangenberg KG · Tübingen

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Problemstellung	1
2.	Literaturübersicht	2
3.	Meßprogramm	9
4.	Meßaufbau	10
5.	Impulshöhenspektren des Szintillationszählers	21
6.	Eigenschaften der Meßapparatur	24
	6.1. Strahlerbox	24
	6.2. Szintillationszähler	27
	6.3. Energieeichung	29
7.	Geschwächte Primärstrahlung	30
	7.1. Ergebnisse	35
8.	Einfach rückgestreute Strahlung (Sekundärstrahlung)	54
	8.1. Ergebnisse	56
9.	Zweifach rückgestreute Strahlung (Tertiärstrahlung)	68
	9.1. Ergebnisse	73
10.	Dreifach rückgestreute Strahlung (Quartärstrahlung)	84
	10.1. Ergebnisse	87
11.	Streudosismessungen	93
	11.1. Ergebnisse	99
12.	Diskussion	111
	12.1. Schwächungs- und Rückstreuspektren	111
	12.2. Spektren- und Dosismessungen	120
Zusammenfassung		126
Literaturverzeichnis		129

1. Problemstellung.

Die Abschirmung der energiereichen Strahlung der Atomhülle und des Atomkerns ist ein zentrales Problem des Strahlenschutzes. Es erfordert die Abschätzung der Wirksamkeit von Abschirmungsaufbauten bezüglich der Strahlendosis und der Energieverteilung der Reststrahlung bei willkürlicher Anordnung der Strahlenquellen und Abschirmmaterialien. Der allgemeinste Fall im Hinblick auf die Energieverteilung und geometrische Anordnung der Strahlenquellen tritt bei nuklearen Explosionen auf. Leichter zu überschauen, aber von nicht minder großer Bedeutung sind die Abschirmungsprobleme in der experimentellen und angewandten Atom- und Kernphysik. Die Ergebnisse von Untersuchungen unter einfachen Verhältnissen, wie sie z.B. mit punktförmigen Strahlenquellen diskreter Energie an Versuchsaufbauten im Laboratorium oder unter Verwendung kommerzieller Bestrahlungseinrichtungen gewonnen werden können, sind von grundlegender Bedeutung, weil mit ihrer Hilfe in der Praxis vorkommende kompliziertere Gegebenheiten analysiert oder als Kombination einfacher Systeme nachgebildet werden können. Während die Abschirmung von α- und β-Strahlen mit einfachen Mitteln gelingt, erfordern γ- und Neutronenstrahlen sowie hochenergetische Bremsstrahlung bei größeren Intensitäten aufwendige Aufbauten, bei denen die Materialwahl und die geometrische Anordnung eine entscheidende Rolle spielen.

Allgemein interessieren bei einer gegebenen Quelle der Aktivität $A(r,E)$, die Strahlung der Energie E am Ort r aussendet, am Meßort folgende Daten: 1) die Dosis als integraler Meßwert, 2) die spektrale Verteilung der Strahlung, und 3) eine Richtungsinformation über den Ursprung der vorliegenden Strahlung. Die Strahlung kann dabei durch Absorption und ein- oder mehrmalige Streuung in ihrer Intensität sowie in ihrer Energie- und Richtungsverteilung verändert sein. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Einfluß verschiedener Materialien und geometrischer Anordnungen auf das Strahlungsfeld und die Dosisverteilung zu untersuchen.

2. Literaturübersicht.

Im Rahmen der Arbeit ist es nicht möglich, einen vollständigen Literaturüberblick über das Gebiet der Abschirmung, Schwächung und Streuung von γ-Strahlung zu geben. Vielmehr wird anhand einiger ausgewählter Arbeiten der derzeitige Wissensstand, soweit er das bearbeitete Problem betrifft, skizziert. Die Liste der zitierten Autoren stellt wegen Umfang und Bedeutung des Gebiets keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Sie soll lediglich der chronologischen Entwicklung Rechnung tragen. Bei der Besprechung wird eine Unterteilung in zwei Gruppen vorgenommen: a) Schwächung von γ-Strahlung bei der Ausbreitung in einem Medium, wobei Untersuchungen der innerhalb des Mediums vorliegenden Streustrahlung eingeschlossen sind, b) Rückstreuung von γ-Strahlung an einem Medium großer Dichte. Eine weitere Unterteilung in Dosis- und Energiespektrenuntersuchungen oder theoretische und experimentelle Arbeiten erscheint nicht angebracht. Da sich hochenergetische Bremsstrahlung im wesentlichen wie γ-Strahlung verhält, wird sie einbegriffen.

a) Die wichtigsten Methoden zur Berechnung der γ-Strahlenschwächung, der durch Streustrahlung bedingten Aufbaufaktoren und der spektralen Verteilungen im Absorbermaterial sind die von SPENCER und FANO (1,2) angegebene Momentenmethode und die auf statistischer Grundlage aufgebaute Monte-Carlo-Methode, die z.B. bei (3) beschrieben wird. Mit Hilfe der Momentenmethode wurden von GOLDSTEIN und WILKINS (4) Spektren für das unendliche homogene Medium unter Variation der Ordnungszahl Z, der Eindringtiefe und der Primärenergie E bei monoenergetischen isotropen Punktquellen und ebenen monodirektionalen Quellen berechnet. Durch Interpolation gewann SCHAARSCHMIDT (5-7) daraus Spektren der vielfach gestreuten Strahlung sowie die zugehörigen Energieaufbaufaktoren für Wasser und Quarzsand (Z_{eff}=10) bei isotropen ^{137}Cs(E=661 keV)-, ^{60}Co (E=1,25 MeV)- und ^{203}Hg(E=279 keV)-Punktquellen. Experimentell wurden entsprechende Spektren von THEUS et al. (8), SYBESMA (9) und SCHAARSCHMIDT (6) mit Hilfe von NaJ(Tl)-Szintillationszählern und Entfaltung der gemessenen Impulshöhenverteilungen in die wirklichen Energieverteilungen bestimmt. Ein Abriß der Theorie der Vielfachstreuung von γ-Strahlung in einem Medium und eine detail-

lierte Deutung der Streuspektren sind bei SCHAARSCHMIDT (10,11) zu finden. Ergebnisse von Monte-Carlo-Berechnungen der γ-Schwächung, die auch Grenzflächeneffekte einschließen, sind für senkrechtes und schräges Auftreffen der Primärstrahlung bei PERKINS (12) sowie bei (13-17) angegeben.

Exakte Berechnungen der Winkelabhängigkeit der Streustrahlung innerhalb eines Mediums nach der Momentenmethode liegen im Gegensatz zum Energiefluß, der als Integral über alle Winkel definiert ist, nicht vor. Eine Kleinwinkel-Approximation für die isotrope Punktquelle wurde von DIXON (18) und eine Lösung für den Spezialfall der isotropen ebenen Quelle von BERGER (19) gegeben. Experimentelle Untersuchungen der Winkelabhängigkeit der vielfach gestreuten Strahlung mit Szintillationszählern, die mit einem Kollimator versehen sind, wurden von verschiedenen Autoren durchgeführt (18,20-23). So verwendeten HUBBELL et al. (22) 8- und 10-MV-Bremsstrahlung und registrierten die unter verschiedenen Winkeln aus einer Bleiwand austretende Strahlung. In neueren experimentellen Arbeiten wurde die Abtrennung der vielfach gestreuten von der einfach gestreuten Strahlung innerhalb eines Mediums vorgenommen. So fanden PETREE und HUMPHREYS (24) für eine ^{60}Co-Quelle im Wasserbad durch Berechnung und Messungen mit Ionisationskammern verschiedener Empfindlichkeit im Zentrum der Quelle Intensitäten von 80,2% für die primären, 17,6% für die einfach gestreuten und 2,2% für die vielfach gestreuten Photonen. Für letztere bestimmten sie eine mittlere Energie von 105 keV. DERBOWKA und CORMACK (25) verwendeten als Quelle eine ^{60}Co-Therapieanlage, als Detektor einen mit Kollimator versehenen Szintillationszähler, zur Erzeugung der einfach gestreuten Strahlung eine dünne Plexiglasscheibe und zur Erzeugung der gesamten Streustrahlung ein Hartholz-Phantom, das sich in seinen Streu- und Schwächungseigenschaften wie Wasser verhält. Durch Differenzbildung erhielten sie die Spektren der vielfach gestreuten Strahlung. Diese wurden für verschiedene Streuwinkel und Eindringtiefen der Primärstrahlung gemessen. Integriert über alle Winkel ergab sich eine annehmbare Übereinstimmung mit Ergebnissen von Monte-Carlo-Berechnungen (16). Die Spektren sind eingipflige Verteilungen, wobei der Gipfel bei 100 bis 125 keV liegt. Der niederenergetische Strahlungsanteil im Primärstrahl wurde indirekt

über die Analyse der unter verschiedenen Winkeln einfach gestreuten Strahlung bestimmt (26). Weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen der spektralen Zusammensetzung einer kollimierten Primärstrahlung unter Berücksichtigung der Streuung im Strahlenkanal und der Durchdringung der Kanalkanten liegen bei (27) und (28) vor. Spektren der Streustrahlung bei Röntgen- und ^{137}Cs-Primärstrahlung wurden von CORMACK (29) und BRUCE et al.(30) gemessen.

Der vor allem für die Radiologie wichtige Dosisverlauf in einem gewebeähnlichen Medium, in den Experimenten meistens Wasser, der mit Ionisationskammern gemessen und unter Zuhilfenahme von Aufbaufaktoren beschrieben werden kann, ist in mehreren experimentellen Arbeiten bestimmt worden. Als ältere Arbeiten seien (31,32), als neuere (33-35) zitiert. Die Dosisverteilung der Streustrahlung einer ^{60}Co-Quelle in Luft wurde von SOOLE (36) angegeben.

Die Schwächung von γ-Strahlung durch eine Wand endlicher Dicke führt bei eng kollimiertem Strahl (gute Geometrie) zur Bestimmung des linearen Schwächungskoeffizienten (37-42), bei Berücksichtigung der Compton-gestreuten Quanten zur Bestimmung des Aufbaufaktors (43-49). Dabei haben FUTTERMENGER et al. (49) zur Vermeidung des großen Aufwandes bei der Messung der Aufbaufaktoren in Breitstrahlengeometrie ein neues Verfahren vorgeschlagen. Sie messen bei engem Primärstrahl die ungestreute und gestreute Strahlung getrennt und bilden das Integral über die Wandfläche. Gleichzeitig erhalten sie auf diese Weise die Spektren der beiden Komponenten. Zusammenfassende Darstellungen der mit der γ-Strahlenschwächung verbundenen Probleme werden bei (3,50-52) gegeben.

b) Während die Berechnung der γ-Rückstreuung an einer dünnen Folie, die nur Einfachstreuung zuläßt, exakt möglich ist (53), ergeben sich bei Wänden durch das Vorhandensein zweifach und vielfach gestreuter Quanten, die den größeren Teil des Spektrums ausmachen, sehr komplizierte Verhältnisse. Zur Berechnung der Intensität, des Energiespektrums und der Winkelverteilung der rückgestreuten Strahlung hat sich die Monte-Carlo-Methode am besten bewährt. Sie ist hierfür wegen der verhältnismäßig großen Albedo-Werte besser geeignet als für Schwächungsberechnungen. Die ersten Albedo-Berechnungen nach der Monte-Carlo-Methode wurden von HAYWARD und HUBBELL

1954 (54), die ersten Berechnungen der spektralen Verteilungen von BERGER (13), PERKINS (55) und BERGER und DOGGETT (14) durchgeführt. In der Folgezeit wurden die Monte-Carlo-Berechnungen auf eine Vielzahl von Rückstreumaterialien, Primärenergien und Einfallswinkeln der Primärstrahlung unter Berücksichtigung der Entstehung von Vernichtungsstrahlung ausgedehnt (56-59); gleichzeitig konnten die statistischen Fehler verringert und genauere Energie- und Winkelverteilungen der rückgestreuten Strahlung gewonnen werden (die experimentelle Nachprüfung des bei (56) behandelten Grenzflächenproblems mit zwei Medien verschiedener Dichte gelang TITUS (60)). Schon 1950 wurde von CORNER und LISTON (61) ein Näherungsverfahren zur Berechnung der durch Rückstreuung verursachten Dosis angegeben. CHILTON und HUDDLESTON (62) entwickelten eine semi-empirische Formel zur Berechnung der differenziellen Dosis-Albedos an Beton für variable Primärstrahlenergie und -richtung. Weitere empirische Formeln zur Berechnung der Rückstreuung werden von BULATOV und LEJPUNSKIJ (63) angegeben.

Spektren der rückgestreuten Strahlung wurden erstmalig 1954 von HINE und McCALL (64) sowie HAYWARD und HUBBELL (65) gemessen. Bei (64) befand sich die isotrope Punktquelle (also ohne Abschirmung) an der Oberfläche der Streuwand oder in festen Abständen davon; auch der senkrecht über der Quelle und der Streuwand angebrachte Szintillationskristall war nicht abgeschirmt, so daß die Summe von Primär- und Sekundärstrahlung registriert wurde. Variable waren das Wandmaterial, die Wanddicke und -fläche, die Quellenenergie und der Abstand Quelle-Streuwand. Obwohl die Primärstrahlung nicht subtrahiert und die Impulshöhenverteilungen nicht entfaltet wurden, ergaben sich eindeutige Veränderungen im niederenergetischen Teil der Spektren. Ähnliche Messungen, jedoch unter Differenzbildung der Werte mit und ohne Wand, und mit Schwerpunkt auf der Winkelabhängigkeit der Streustrahlung werden bei (66) und (67) beschrieben. Bei den Messungen von HAYWARD und HUBBELL (65) waren sowohl die ^{60}Co-Quelle als auch der Detektor eng kollimiert, was eine Aktivität von 10 Ci notwendig machte. Lag der Schnittpunkt der zugehörigen Achsen in der Nähe der Wandaußenfläche, so konnten einfach und vielfach gestreute Quanten den Detektor erreichen, das Spektrum hatte dementsprechend zwei Gipfel. Der niederenergetische Gipfel

kommt durch zweifach gestreute Quanten zustande, deren Bahnen in einer Ebene liegen. Bei nicht koplanaren Achsen sind die einfach gestreuten und ein großer Teil der zweifach gestreuten Quanten ausgeschaltet. Als Rückstreumaterialien wurden Holz und Stahlwolle gleicher Dichte verwendet, so daß lediglich die durch die Ordnungszahl Z bedingten Unterschiede auftraten. Neuere Ergebnisse mit Versuchsanordnungen, bei denen einmal die Primärstrahlung, zum andern der Detektor kollimiert waren, werden von (68) und (69) angegeben. Hier wurden für eine größere Anzahl von Materialien Energie-Albedos in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, von der Primärenergie und von der Streuwanddicke, sowie Winkel- und Energieverteilungen untersucht. Der Einfluß der Entfernung Quelle-Wand auf den rückgestreuten γ-Fluß bei endlicher, vollständig ausgeleuchteter Wandfläche geht aus (70) hervor.

Im Bereich der medizinischen Radiologie wurde eine große Zahl von experimentell gewonnenen Rückstreudaten veröffentlicht, wobei es sich im wesentlichen um Ortsdosismessungen mit Ionisationskammern handelt. Dabei wurde als Faustregel gefunden, daß die Strahlungsintensität bei jeder Rückstreuung von diffuser γ- oder Röntgenstrahlung an einer Wand mit niedriger Ordnungszahl, beispielsweise Beton, um eine Größenordnung abnimmt. Dosis-Albedo-Werte für Wasser und Beton sind bei (71-78) angegeben. Da neben Strahlenquerschnitt und -divergenz und dem Abstand des Kammermittelpunktes zur Streufläche vor allem die Energieempfindlichkeit der Kammer in die gemessenen Albedos eingeht (Primär- und Sekundärstrahlung, die verglichen werden, liegen in verschiedenen Energiebereichen), stimmen die einzelnen Ergebnisse nicht völlig überein. Während in den älteren, oben zitierten Arbeiten Röntgenstrahlen im Energiebereich von 100-400 keV als Quellen dienten, sind es in den neueren ^{137}Cs und ^{60}Co. Bei (76) wurden Albedos in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Primärstrahlung für die Ebene, die Halbebene und die rechtwinklige Ecke bestimmt. Danach liegt das Albedo-Maximum der Ebene im Bereich um 70° gegen die Normale. Bei den neueren Arbeiten (77) und (78) befand sich die Ionisationskammer in der Höhe h über der Betonstreuwand, so daß es sich nicht eigentlich um Albedo-Messungen handelte. Andererseits war die Quelle unabgeschirmt und am Meßort lag Primär- und Sekundärstrahlung vor. Bei gleicher Höhe h von

Quelle und Detektor hatte die relative Rückstreudosis ein Maximum für h/d ≈ 0,1 (d=Abstand Quelle-Detektor) von etwa 12%; für h=d war der entsprechende Wert nur noch etwa 2% (77). Wenn das Lambertsche Gesetz (cos θ) zutreffen würde, müßte das Maximum bei h/d = 0,5 liegen. Bei gleicher Versuchsanordnung fanden HENRY und GARRETT (78) für h=d eine relative Rückstreudosis für Beton von nur etwa 1%, für die Bleiwand von etwa 0,2%. Wenn Quelle und Kammer auf einer Normalen zur Streufläche lagen (Quellenhöhe h, Kammerhöhe H), ergab sich ein Verlauf, der bei H/h = 1 ein Minimum mit vernachlässigbarer relativer Rückstreudosis hatte und mit zunehmender Entfernung des Detektors von der Quelle (H/h → 0 sowie H/h → ∞) einen stetigen Anstieg zeigte. Bei H/h = 0,2 sowie H/h = 4 war dabei die relative Rückstreudosis auf 2% angestiegen. Wenn die Verhältniswerte von Streudosis und Primärdosis an der Wandoberfläche berechnet wurden, nahmen sie, wie zu erwarten, mit wachsendem H/h monoton ab. Für ^{60}Co ergab sich bei Beton eine um den Faktor 5 bis 6 stärkere Rückstreuung als bei Blei. KARZMARK und CAPONE (79,80) berichteten 1968 über Dosisverlauf und Schwächungskoeffizienten der Sekundärstrahlung von 6-MV-Röntgenstrahlung.

In einer Reihe von Veröffentlichungen jüngeren Datums (81-85) führte LEIMDÖRFER Untersuchungen der Rückstreuung von senkrecht auftreffender γ-Strahlung im Energiebereich von 1 bis 10 MeV an ebenen und sphärischen Betonwänden anhand von Monte-Carlo-Berechnungen, analytischen Berechnungen und Messungen durch. Erstmalig wurden Berechnungen der Mehrfachrückstreuung, und zwar für einen kugelförmigen Raum, in dessen Mittelpunkt sich die Quelle befindet, angestellt. Die wichtigsten Ergebnisse seien kurz angeführt: Eine Dicke der Betonwand von 2 freien Weglängen der auftreffenden γ-Strahlung bedingt 100%-ige Rückstreuung und bei nur 10 cm dicker Betonwand wird im betrachteten Energiebereich 90% des Albedos der unendlich dicken Wand erreicht. Mit wachsender Primärenergie nehmen die Albedo-Werte wegen der zunehmenden Vorwärtsstreuung monoton ab. Aus den angegebenen Monte-Carlo-Spektren der rückgestreuten Strahlung für den direkt an der Wand gelegenen Bereich folgt, daß die Verteilung für eine Primärenergie von 1 MeV den Bereich von 50 bis 400 keV mit einem Gipfel bei 250 keV überstreicht. Mit wachsender Pri-

märenergie dehnen sich die Spektren bis 500 keV aus und der Gipfel verschiebt sich bis 400 keV. Für Primärenergien, die größer als 2 MeV sind, tritt zusätzlich der 0,51-MeV-Annihilationspeak auf. Verschiedene Wanddicken ändern die Spektren nicht signifikant. Die Untersuchung des Einflusses der Wandkrümmung ergab: Bei abnehmendem Wandradius nimmt das Albedo ebenfalls ab und verschwindet, wenn der Radius gegen Null geht; die Energiespektren ändern sich nicht. Bei einer Betonwand mit einem Krümmungsradius von 100 cm ist das Albedo für Energien bis 10 MeV auf 90% des Wertes für die ebene Wand abgesunken. Die entsprechenden Krümmungsradien bei ^{60}Co-γ-Strahlung sind für Blei 1 cm, für Wasser 200 cm. Die Berechnung der Mehrfachrückstreuung im kugelförmigen Raum berücksichtigte vier aufeinanderfolgende Reflexionen. Die Vernachlässigung höherer Ordnungen bewirkt einen Fehler, der kleiner als 0,2% ist. Bei Raumradien von 500 cm und 100 cm wird die Streustrahlungsintensität mit jeder weiteren Rückstreuung um den Faktor 5 erniedrigt; mißt der Radius nur 10 cm, so beträgt der Faktor 8. Eine analytische Beziehung, die zur Ausdehnung der Ergebnisse auf andere Materialien entwickelt wurde, liefert für Wasser bzw. Eisen bei den großen Radien Faktoren von ungefähr 3 bzw. 15. Der gesamte Streufluß nimmt von der Innenwand zum Kugelzentrum hin monoton um insgesamt etwa 20% ab. Mit zunehmender Rückstreuordnung zeigen die Monte-Carlo-Spektren eine starke Beschneidung der höheren Energien. Im Zentrum sind die Spektren weicher als in der Nähe der Wand, weil die um 180° gestreuten Quanten die stärkste Energiedegradation erfahren.

Abschließend sei eine Arbeit von JOHANSSON (86) erwähnt, in der die Möglichkeit zur experimentellen Lösung von komplizierten Abschirmproblemen mittels verkleinerter Modelle untersucht wird. Er ersetzte Beton-Abschirmungen durch solche aus Eisen, und setzte die Primärenergie von 7 MeV auf 2 bis 3 MeV herunter. Dadurch ließen sich relative Intensitäten ermitteln, deren Verlauf gut mit denen der Originalexperimente übereinstimmte. Die Vorteile der Methode sind neben der einfacheren, flexibleren und billigeren Durchführung der Experimente (Rechnungen sind in vielen Fällen nicht oder nur mit größtem Aufwand möglich), daß mit einfachen Quellen gearbeitet werden kann und Messungen an Reaktoren oder Beschleunigern entfallen.

3. Meßprogramm.

Der Überblick über die vorliegende Literatur zeigt, daß es in einfachen Fällen möglich ist, die räumliche und spektrale Verteilung von γ-Strahlung zu berechnen. So kann die Vielfachstreuung von γ-Strahlen in ausgedehnten homogenen Medien sehr gut nach der Momentenmethode behandelt werden. Aus den mit dieser Methode gewonnenen Daten lassen sich die Spektren der in der Praxis wichtigen Gegebenheiten durch Interpolation mit genügender Genauigkeit gewinnen. Bei Vorliegen von Grenzflächen oder inhomogenen Medien muß die Monte-Carlo-Methode herangezogen werden. Zur Berechnung von Rückstreudaten kommt man dabei noch mit vertretbarer Rechnerkapazität aus, während bei Anordnungen mit großer Eindringtiefe der Strahlung enorme Kapazitäten benötigt werden, wenn eine ausreichende statistische Genauigkeit erzielt werden soll. Im Fall komplizierter Grenzflächenprobleme überschreitet jedoch der rechnerische Aufwand die heute gegebenen Möglichkeiten, so daß man hier auf das Experiment angewiesen ist. In der vorliegenden Arbeit wird über die Ergebnisse solcher experimenteller Untersuchungen der γ-Rückstreuung berichtet. Als Streumaterialien fanden dabei Beton, Barytbeton, Eisen und Blei Verwendung, die für den Strahlenschutz eine besondere Bedeutung besitzen. Die spektralen Verteilungen wurden mit einem Szintillationszähler in Verbindung mit einem Impulshöhenanalysator aufgenommen. Als Strahlenquellen dienten die Isotope ^{137}Cs und ^{60}Co[†], die γ-Quanten der Energien 0,661 MeV bzw. 1,17 MeV und 1,33 MeV aussenden. Bei der Betrachtung der Rückstreuung kann für Co eine mittlere Energie von 1,25 MeV angesetzt werden.

Die meisten in der Literatur wiedergegebenen Energiespektren der rückgestreuten γ-Strahlung sind das Ergebnis von Monte-Carlo-Berechnungen, liegen also in Form von relativ groben Histogrammen vor. Die wenigen experimentell gewonnenen Spektren wurden ausschließlich mit Einkanal-Analysatoren erstellt und weisen demzufolge eine größere statistische Ungenauigkeit als unsere Messungen auf. Zudem wurden gemessene Spektren bis jetzt lediglich für Ein-

---

[†]Die Massenzahlen werden im Folgenden nicht mehr angegeben.

zelfälle ermittelt; eine systematische experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit der Spektren von den geometrischen Verhältnissen und vom Material der Rückstreuwand stand noch aus. Spektren bei aufeinanderfolgender Rückstreuung an zwei oder mehr Wänden, wie sie hier vorgelegt werden, sind lediglich von LEIMDÖRFER (84) für den Fall der Hohlkugel mit Betonwand nach der Monte-Carlo-Methode berechnet worden.

Zur Aufdeckung des Zusammenhangs zwischen rückgestreuter und geschwächter Strahlung wurden außerdem Impulshöhenverteilungen der geschwächten Strahlung in Abhängigkeit vom Material und von der Dicke der Wände bei verschiedener Anordnung des Detektors hinter der Wand gemessen. In den zitierten Arbeiten des Kap.2 sind ähnliche Messungen jeweils nur an einem bestimmten Material (Beton, Wasser, Hartholz) und bei verschiedenartigen speziellen geometrischen Anordnungen durchgeführt worden, so daß die Voraussetzungen für einen Vergleich der Spektren, die bei gleicher geometrischer Anordnung und verschiedenen Wandmaterialien vorliegen würden, nicht gegeben sind. Um eine Gegenüberstellung von Energiespektren und Dosiswerten zu ermöglichen, wurden schließlich an Cs- und Co-Bestrahlungsanlagen Streudosismessungen unter ähnlichen geometrischen Verhältnissen wie bei den Messungen der Spektren durchgeführt. Die in der Literatur beschriebenen Streudosismessungen ermitteln zum größten Teil Albedo-Werte, die jedoch keine direkte Auskunft über die räumliche Verteilung der Streustrahlung geben. Unter den vier in dieser Arbeit verwendeten Materialien verdient vor allem Barytbeton besonderes Interesse, weil er in der Praxis häufig verwendet wird und durch die Einlagerung von Barium in Form von $BaSO_4$ nicht nur der Schwächungskoeffizient gegenüber normalem Beton erhöht ist, sondern auch die Streueigenschaften wesentliche Unterschiede aufweisen.

4. Meßaufbau.

Zur Messung von γ-Spektren niedriger Intensität, wie sie bei Streuversuchen vorliegt, ist der Szintillationszähler der geeignetste Detektor. Kristallgitterspektrometer sind für die Messung breiter

Energieverteilungen bei geringer Strahlungsintensität und isotroper Strahlung nicht verwendbar. Eine Alternative zum Szintillationsdetektor ist der Germanium-Lithium-Drift Detektor, der zwar wesentlich größere Energieauflösung und bessere Energieproportionalität, aber geringere Empfindlichkeit als der Szintillationsdetektor aufweist. Mit den heute lieferbaren Germanium-Detektoren wäre die Messung einer großen Anzahl Spektren mit ausreichender Impulszahl unter den vorliegenden Bedingungen nicht möglich.

Die Umwandlung der vom Detektor gelieferten Impulsfolge in ein Impulshöhenhistogramm muß aus Gründen der vorliegenden geringen Intensität und der anfallenden großen Anzahl von Spektren in einem Vielkanalanalysator vorgenommen werden.

Mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft konnte folgende Geräteanordnung aufgebaut werden:

1) HARSHAW-Integral Line-Montage 8S8 mit NaJ(Tl)-Szintillationskristall der Größe 2"ø x 2" in Aluminiumfassung (Eingangsfenster 0,38 mm), und optisch verbundenem RCA-Photomultiplier 6342A in Mu-Metallabschirmung, direkt auf Spannungsteiler und Emitterfolger aufgesetzt. Der Detektor 8S8 wurde dem ebenfalls zur Verfügung stehenden gleich aufgebauten Detektor 12S12, der sich nur durch einen 3"ø x 3"-Kristall und den RCA-Multiplier 8054 vom obigen unterscheidet, vorgezogen, da das räumliche Auflösungsvermögen des kleineren Kristalls besser ist und das energetische Auflösungsvermögen, das zu 8,9% für die 661-keV-Linie des ^{137}Cs gemessen wurde, gegenüber 8,4% beim 12S12 kaum schlechter ist. Das beim kleineren Kristall etwas schlechtere Verhältnis der Zahl der vollständig absorbierten Quanten zur Zahl der Quanten, bei denen nur ein Teil der Energie registriert wird, macht sich bei den im Bereich niedriger Energien liegenden Rückstreuspektren nicht bemerkbar.

2) Hochspannungs-Netzgerät NU 1250A der Firma NUCLETRON zur Spannungsversorgung des Detektors (Regelbereich von 500 bis 2500 V bei einer Einstellgenauigkeit von 0,1 V durch Digital-Dial, Langzeitkonstanz 10^{-4} bei konstanter Raumtemperatur).

3) Double Delay Line Amplifier Model N-383 der Firma HAMNER (regelbare Verstärkung 36 bis 720 bei einer Stabilität von 0,1%/°C und einer maximalen Ausgangsspannung von 10 V). Der Verstärker

liefert Ausgangsimpulse mit einer Anstiegszeit von 0,6 µsec. Für die Messung sehr geringer Quantenenergien wird der Vorverstärker Model N-381 derselben Firma vorgeschaltet, der eine 8-fache Spannungsverstärkung bewirkt.

4) 1600-Kanal-Impulshöhen-Analysator SCIPP 1600 der Firma VICTOREEN mit quarzgesteuertem 8-MHZ-ADC (Analog-Digital-Converter)-Oszillator und einer integralen Linearität von ±0,25%. Für Einparametermessungen, wie sie hier durchgeführt wurden, stehen Untergruppen zu 100, 200, 400, 800 und 1600 Kanälen bei einer Speicherkapazität von 10^6 Impulsen pro Kanal zur Verfügung. Spectrum Stripping, also Subtraktion oder Addition zweier mit beliebigen Faktoren versehener Spektren, ist zwischen Untergruppen ab 200 Kanälen möglich. Bei Vorgabe einer bestimmten Meßzeit werden durch Totzeit bedingte Zählverluste automatisch korrigiert. Peak Integration zwischen zwei beliebig vorgegebenen Kanälen sowie manuelle digitale Ausgabe eines einzelnen anhand des Oszilloskopbildes ausgewählten Kanalinhaltes sind möglich.

5) MOSELEY X-Y-Schreiber 7001 AM mit Nulldetektor G-2B und Meßwertdrucker 17009 A als schnelle Datenausgabeeinheit für den Vielkanal-Meßplatz. Die Kurvenpunkte (Kanalinhalte) werden einzeln mit einer maximalen Geschwindigkeit von 360 Punkten pro Minute gedruckt. Die Abgleichgeschwindigkeit beträgt maximal 20 Zoll/sec. Die im Vielkanal-Analysator gespeicherten Spektren können im Format DIN A4 oder A3 wiedergegeben werden. Die Fehlergrenzen sind zu 0,2% des Maximalwerts angegeben.

6) SIEMENS & HALSKE Fernschreiber Typ 100 mit Lochstreifen-Anbausender E 24A und -Anbaulocher E 23A und mit Sendeverteiler T send 96b,c zum Anschluß an den Vielkanal-Analysator als digitale Datenaus- und -eingabeeinheit. Er ist mit einer ALGOL-Tastatur ausgestattet und hat eine Schreibgeschwindigkeit von 75 Baud (600 Zeichen/min.).

Die Wahl des SIEMENS & HALSKE Fernschreibers mit Lochstreifeneinrichtung anstelle der vom Herstellerwerk des Vielkanal-Analysators angebotenen Datenaus- und -eingabegeräte wurde getroffen, um die Möglichkeit zu haben, mit dem Vielkanal-Analysator aufgenommene Spektren im Rechenzentrum der Universität Tübingen, dem ein SIE-

MENS-2002-Digitalrechner zur Verfügung stand, weiterzuverarbeiten, sowie theoretisch gewonnene Spektren in den Vielkanal-Analysator einzulesen. Hierzu mußten die Daten auf Lochstreifen im CCIT-5-Loch-Code ausgegeben bzw. eingelesen werden können.

Der Sendeverteiler T send 96b,c dient dazu, eine parallel, also gleichzeitig, anliegende Fünferschrittkombination zeitlich nacheinander in einen Stromkreis zu übertragen. Die entstehende Impulsfolge wird durch Hinzufügen von Anlauf- und Sperrschritt zu einem zeitgenauen Fernschreibzeichen ergänzt. Der umgekehrte Vorgang, nämlich die Einspeicherung der Schritte eines eingehenden Fernschreibzeichens in fünf einzelne Stromkreise, kann von dem Gerät ebenfalls durchgeführt werden. Neben den sechs Sendekontakten sind drei Nockenkontakte zur zeitgerechten Zusammenarbeit mit anderen Geräten eingebaut. Für einen dieser Kontakte kann der Schließzeitpunkt durch Verdrehen einer Nockenscheibe beliebig eingestellt werden.

Die Synchronisierung des Vielkanal-Analysators bei der Datenaus- und -eingabe geschieht durch den Sendeverteiler, der den Takt angibt. Der Speicher des Impulshöhenanalysators wird jeweils durch einen der Zusatznockenkontakte weitergeschaltet.

7) Code-Umsetzer:
Der Vielkanal-Impulshöhenanalysator SCIPP 1600 arbeitet bei der Datenaus- und -eingabe über Lochstreifen oder Schreibmaschine mit dem ASCII-Code, einem 8-Loch-Code, während der SIEMENS & HALSKE-Fernschreiber und der 2002-Digitalrechner mit dem internationalen Telegraphen-Code CCIT Nr.2, einem 5-Loch-Code, arbeiten. Da komplette Geräte für die Code-Umsetzung nicht auf dem Markt waren, wurde der Umsetzer selbst gebaut. In Abb.1 sind die benötigten Zeichen in den beiden Codierungen angegeben. Zu den Ziffern 0 bis 9 und den Zeichen für Wagenrücklauf, Zeilenvorschub und Zwischenraum wurden bei der Codierung ASCII nach CCIT die für die vorliegenden Untersuchungen nicht benötigten Zeichen plus, minus, Komma und Punkt hinzugenommen, um den Code-Umsetzer auch in Verbindung mit anderen digitalen Meßgeräten verwenden zu können.

Der Code-Umsetzer basiert auf der Verwendung von Edelmetall-Schnellkontakt(ESK)-Relais (87). Diese wurden wegen ihrer hohen

ASCII-Code									CCIT-No.2-Code					
1	2	3		4	5	6	7	8	Zeichen	1	2		3	4	5
				○	●	●			0		●	○	●		●
●				○	●	●			1	●	●	○	●		●
	●			○	●	●			2	●	●	○			●
●	●			○	●	●			3	●		○			
		●		○	●	●			4		●	○		●	
●		●		○	●				5			○			●
	●	●		○	●	●			6	●		○	●		●
●	●	●		○	●	●			7	●	●	○	●		
				○	●	●			8		●	○	●		
●				○	●	●			9			○		●	●
●		●		○	●				WRL			○		●	
	●			○	●				ZLV		●	○			
				○				●	ZWR			○	●		
●	●			○	●		●		+	●		○			●
●		●		○	●		●		−	●	●	○			
		●		○	●		●		,			○	●	●	
	●	●		○	●		●		.			○	●	●	●

WRL = Wagenrücklauf
ZLV = Zeilenvorschub
ZWR = Zwischenraum

Abb.1. ASCII-Code und CCIT-Nr.2-Code.

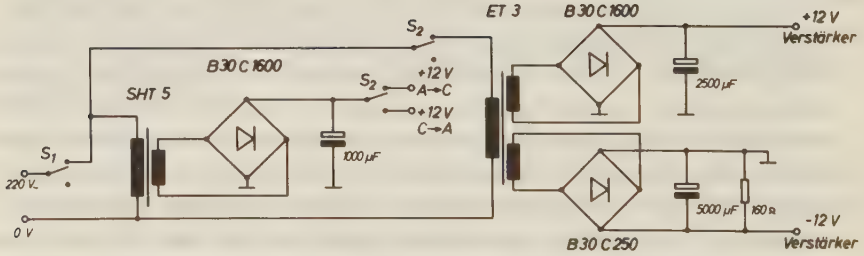

Abb.3. Schaltbild der Spannungsversorgung des Code-Umsetzers.

Arbeitsgeschwindigkeit (wenige msec) bei langer Lebensdauer (bis zu 10^9 Schaltspiele) ausgewählt. Die bewegte Masse beträgt je Kontakt nur etwa 0,3 g, wobei Kontaktkräfte von etwa 20 p auftreten. Alle Kontakte schließen und öffnen praktisch prellfrei. ESK-Relais benötigen während ihrer gesamten Lebensdauer keine Wartung. Es wurden ESK-Relaisstreifen (Fg Rel 109) verwendet, bei denen je 5 Relais zu einer konstruktiven Einheit zusammengefaßt sind. Die Relais sind elektrisch und magnetisch voneinander unabhängig. Jedes Relais besitzt 4 elektrisch unabhängige Kontaktpaare, die entweder als Arbeits- oder als Ruhekontakte geschaltet werden können, da die Erregung der Relais über zwei getrennte Spulen erfolgt.

In den Abb.2a und b sind die Schaltbilder für die Umsetzung ASCII nach CCIT (Datenausgabe) und CCIT nach ASCII (Dateneingabe) wiedergegeben. Die Arbeitskontakte (geöffnet gezeichnet) schließen, die Ruhekontakte (geschlossen gezeichnet) öffnen bei Erregung der entsprechenden Relais.

Bei den Relais mit Arbeitskontakten (die 4 Paare sind jeweils mit a,b,c und d bezeichnet) sind die beiden Spulen (je 1400 Windungen, 215 Ω) hintereinander geschaltet, bei den Relais mit Ruhekontakten ist die eine Spule dauernd stromdurchflossen, während die zweite bei Erregung des Relais einen entgegengesetzt gleich großen magnetischen Fluß erzeugt und somit das Öffnen der Kontakte bewirkt. Aus den Schaltbildern geht hervor, daß 39 Relais, also 8 Relaisstreifen benötigt wurden. Die Relais mit Arbeitskontakten sind von 1 bis 25, die mit Ruhekontakten von 30 bis 43 durchnummeriert.

Die Relais 1 bis 6 (Abb.2a) werden über VALVO Gatter-Verstärker 2P73704 erregt, die ihrerseits durch die Signale des Vielkanal-Analysators angesteuert werden. Über den Schalter S_1 wird dem Code-Umsetzer für die Datenausgabe die Fernschreibspannung von 60 V bzw. der Fernschreibstrom von 40 mA zugeführt ("Interne Linienstromversorgung"). Der Sendeverteiler wandelt die an den Ausgängen 1 bis 5 liegenden Spannungen in die aufeinanderfolgenden Schritte des Fernschreibzeichens (Anlaufschritt, Fünferschrittgruppe und Sperrschritt) um.

Bei dem Code-Umsetzer für die Dateneingabe (Abb.2b) treffen die fünf Schritte des Fernschreibzeichens vom Sendeverteiler kommend

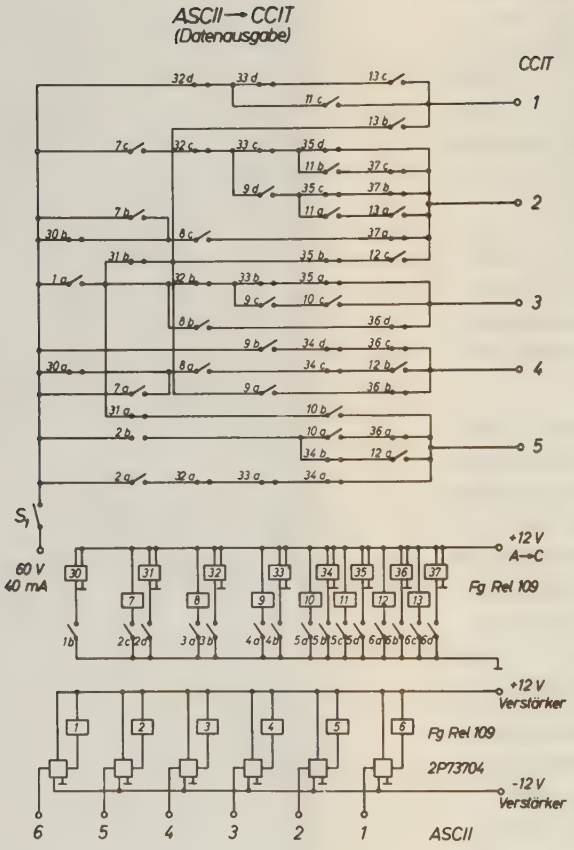

Abb.2a. Schaltbild des Code-Umsetzers ASCII → CCIT.

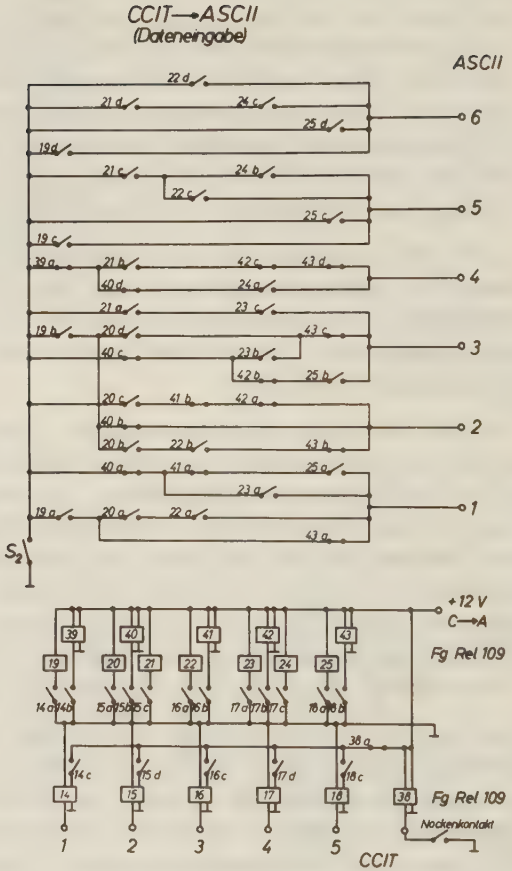

Abb.2b. Schaltbild des Code-Umsetzers CCIT → ASCII.

nacheinander auf den Eingängen 1 bis 5 ein und werden zur Gewinnung eines Parallelzeichens in die Relais 14 bis 18 gespeichert. Die Löschung erfolgt durch Öffnen des Ruhekontaktpaares 38a des Relais 38, das über einen Nockenkontakt des Sendeverteilers gesteuert wird. Über den Schalter S_2 und Anlegen der Versorgungsspannung +12 V C→A wird der Code-Umsetzer für die Dateneingabe eingeschaltet.

In Abb.3 (Seite 14) ist das Schaltbild für die Spannungsversorgung des Code-Umsetzers wiedergegeben. Die Spannungen für die Verstärkerbausteine 2P73704 (+12 V, -12 V Verstärker) werden getrennt von denen für die Relaiserregung (+12 V A→C, +12 V C→A) erzeugt. Der Schalter S_2 bedingt, daß jeweils nur einer der Code-Umsetzer ASCII → CCIT (A→C) oder CCIT → ASCII (C→A) mit Spannungen versorgt wird.

Die Kabelbäume für die Beschaltung der Relais wurden vorgefertigt. Das Gerät ist in einem luftdichten Gehäuse mit einer Plexiglasscheibe als Frontplatte untergebracht, so daß das Arbeiten der Relais beobachtet werden kann. In den Abb.4a und b sind Aufnahmen des Code-Umsetzers in Vorderansicht und bei entferntem Gehäuse in Rückansicht wiedergegeben.

8) Strahlenquellen:
Als Quellen der Primärstrahlung dienten 4 ^{137}Cs- und 4 ^{60}Co-Industriepräparate (Typ VZ 79 und VZ 64) der Firma BUCHLER mit Aktivitäten von 0,1; 1, 10 und 100 mCi. Alle Präparate besitzen dieselben Abmessungen von 8,9 mm x 6,4 mm ⌀ mit einem Ringnutnippel von 7mm x 4mm ⌀. Das von einer Fassung aus nichtrostendem Material umschlossene aktive Material hat einen Durchmesser von 4 mm. Durch die gleichen Abmessungen der Präparate war es möglich, unter Einsatz eines aus Gründen des Strahlenschutzes fernbedienbaren Präparatträgers (Strahlerbox) Strahlungsfelder verschiedener Intensität, jedoch gleicher geometrischer Verhältnisse zu erzeugen.

Zur Aufnahme einwandfreier Eichspektren und zur Überprüfung des Auflösungsvermögens des Detektors wurden zwei Gamma-Prüfstrahler (^{133}Ba und ^{137}Cs) der Firma MAULER-NUKLEONIK mit Nennaktivitäten von 1 µCi eingesetzt.

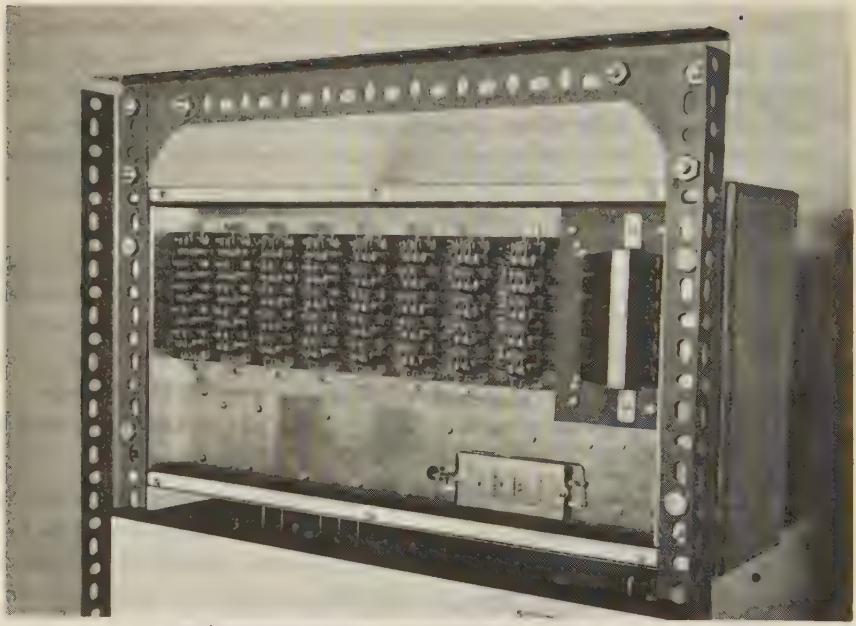

Abb.4a. Vorderansicht des Code-Umsetzers.

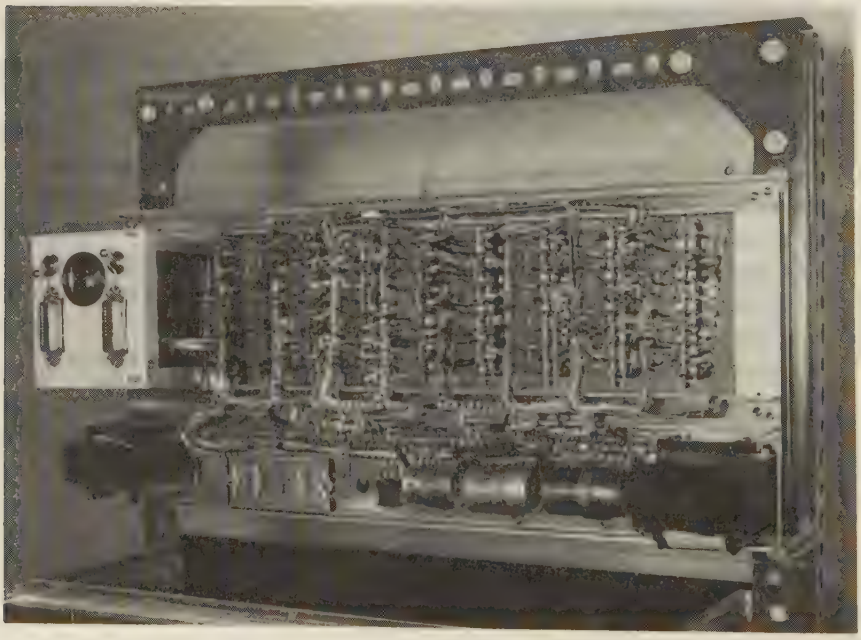

Abb.4b. Rückansicht des Code-Umsetzers (Gehäuse entfernt).

9) Strahlerbox:
Die Strahlerbox, deren Konstruktionszeichnung in Abb.5a wiedergegeben ist, wurde in der feinmechanischen Werkstätte des Strahleninstituts hergestellt. Die Abb.5b zeigt eine Aufnahme der zerlegten Box. Der zylindrische Präparathalter, auf den das Präparat leicht auswechselbar aufgesteckt ist, mündet rückwärtig in ein Rohr aus, das am Ende eine Muffe mit Innengewinde besitzt. In das Innengewinde greift eine Spindel ein, die im Gehäuse gelagert ist. Durch Drehen der Spindel wird das Präparat im Führungsrohr verschoben und zwar je nach Drehrichtung vor oder zurück. Im Ruhezustand ist das Präparat nach außen durch den Drehverschluß abgeschirmt. Bei Drehung des Verschlusses um 180° kommt dessen Bohrung, die denselben Innendurchmesser wie das Führungsrohr aufweist, in die Verlängerung des Führungsrohres zu liegen, so daß nun ein Strahlenkanal von 120 mm Länge und 14 mm ø vorliegt, oder das Präparat durch den Drehverschluß nach vorn bewegt werden kann. Führungsrohr und Drehverschluß sind in einen Eisenmantel der Stärke 20 mm mit Front- und Rückseitenplatten aus Messing der Stärke 10 mm eingebaut. Box und Drehverschluß sind mit Hartblei (Kügelchen von 2,5 und 3,0 mm ø) aufgefüllt. Das Gesamtgewicht der Box beträgt 89 kp. Ihre Schwächungseigenschaften werden in Kapitel 6.1. beschrieben.

10) Versuchsanordnung:
Durch den Einsatz der Strahlerbox und der Industriepräparate ist die Feldverteilung der Primärstrahlung exakt definiert, und die geometrischen Verhältnisse bei den Streu- und Schwächungsmessungen lassen sich einwandfrei reproduzieren (Toleranzen in der Größenordnung 1 mm), was notwendig ist, um vergleichende Messungen an Wänden aus verschiedenen Materialien vornehmen zu können.

Um die störende Streuung an Boden, Decke und Wänden des Laborraumes klein zu halten, wurden die Messungen auf einem großen Labortisch in der Mitte des Raumes durchgeführt. Auf ihm wurden die Wände aufgebaut und die Strahlerbox auf zwei bzw. drei Schichten aus Röbalithsteinen, mit horizontaler Kanallage, senkrecht zur Streuwand justiert, aufgesetzt. Auf diese Weise lag das Strahlzentrum im Mittelpunkt der Wand unter gleichzeitiger Schwächung der

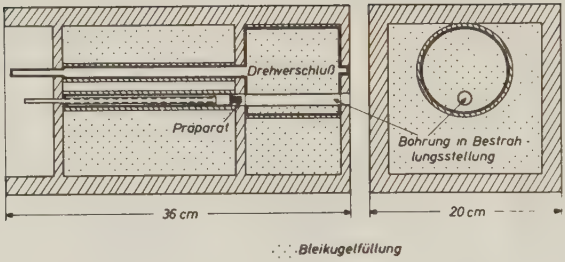

Abb.5a. Vereinfachte Konstruktionszeichnung der Strahlerbox (Präparatstellung A).

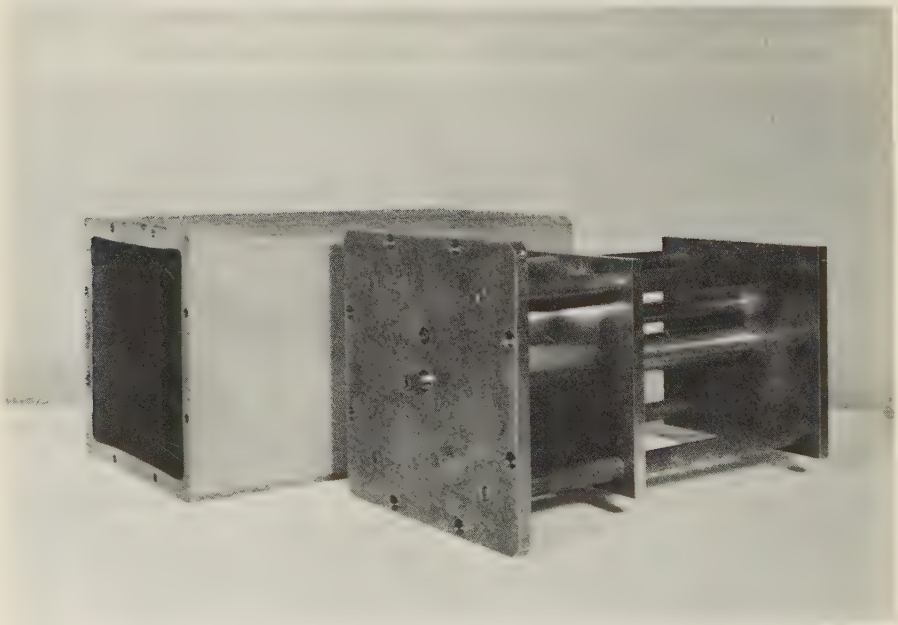

Abb.5b. Ansicht der zerlegten Strahlerbox.

am Boden der Box austretenden Leckstrahlung. Je nach Art und Stärke der Strahlenquelle erfolgte eine zusätzliche Abschirmung der Box mit 5 oder 10 cm Blei. Der Strahlungsdetektor wurde in gleicher Höhe wie die Strahlenquelle in einer leichten Aluminiumhalterung justiert. Er war an keiner Stelle abgeschirmt, so daß die am Detektorort vorhandene Strahlung isotrop gemessen werden konnte, und praktisch keine Verfälschung durch Streuung an der Halterung auftrat. Die Messungen erstreckten sich auf Wände aus Beton, Barytbeton, Eisen und Blei. Zum Aufbau der Betonwände standen Platten der Größe 30x30x4,5 cm^3 zur Verfügung; für Rückstreumessungen konnten zum Teil Betonwände des Laborraumes benützt werden. Barytbeton lag in Steinen der Größe 24x11,5x7,2 cm^3 vor (Röbalith-Steine Rö 6 der Firma Vereinigte Werke Dr. Rudolf Alberti & Co., Lohr/am Main, Dichte: 3,2 g/cm^3), Eisen in Form von Platten der Größe 30x30x2,5 cm^3 und Blei als Bleibausteine nach Euratom-Form aus Hartblei mit 4% Sb-Gehalt sowie eine Platte der Größe 30x25x2,3 cm^3.

5. Impulshöhenspektren des Szintillationszählers.

Der NaJ(Tl)-Szintillationszähler ist Standarddetektor der γ-Spektrometrie. Da jedoch die Umwandlung der auftreffenden γ-Quantenenergie über Szintillationen in Spannungsimpulse ein sehr komplexer Vorgang ist, sind bei der Deutung der vom Szintillationszähler gelieferten Impulshöhenverteilungen einige physikalische Gegebenheiten zu berücksichtigen. Zusammenfassende Abhandlungen liegen bei (88-90) vor. Im Energiebereich der auftreffenden Strahlung bis 100 keV tritt vollständige Absorption der Quanten durch den photoelektrischen Effekt ein; lediglich die aus dem Kristall entweichende Jodeigenstrahlung der Energie 28 keV erniedrigt die registrierte Energie bei einem Teil der Quanten um diesen Betrag. Mit zunehmender Primärenergie nimmt jedoch die Wahrscheinlichkeit des Anregungsprozesses ab; er ist oberhalb 150 keV zu vernachlässigen. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessenen Spektren tritt dieser "Escape"-Effekt lediglich im Falle der Rückstreuung an Bleiwänden in Erscheinung: Neben der 74-keV-Linie der Bleieigenstrahlung liegt ein von ihr abgesetzter kleiner Peak mit

einer um 28 keV geringeren Energie.

Mit wachsender Primärenergie nimmt im Bereich oberhalb 100 keV die Wahrscheinlichkeit für Compton-Prozesse zu, so daß sie bei ungefähr 270 keV gleich groß ist wie die Wahrscheinlichkeit für den photoelektrischen Effekt. Durch die aus dem Kristall entweichenden gestreuten Quanten entsteht das Compton-Kontinuum; absorbierte gestreute Quanten geben zusammen mit den jeweiligen Rückstoßelektronen einen Beitrag zum Photopeak (Gesamtenergiepeak), dessen Anteil am gemessenen Spektrum aus diesem Grund mit wachsendem Detektorvolumen größer wird. Ein Totalabsorptions-Szintillationsspektrometer, bei dem das Compton-Kontinuum praktisch entfällt, wird von STARFELT und KOCH (91) beschrieben. Wegen seines großen Volumens ist es für die durchgeführten Messungen nicht geeignet. Dem Compton-Kontinuum ist der Rückstreupeak überlagert, der durch Quanten entsteht, die an der Kristallstirnseite bzw. an der Detektorabschirmung rückgestreut worden sind. Oberhalb einer Primärenergie von 1,02 MeV tritt Paarbildung auf; ihr Anteil an der gesamten Wechselwirkung macht jedoch selbst bei 1,4 MeV, einem bei den Untersuchungen nicht mehr erfaßten Energiewert, erst 1% aus.

Beim NaJ-Szintillationszähler besteht zwischen Quantenenergie und Impulshöhe eine nahezu lineare Beziehung. Aus Untersuchungen von ENGELKEMEIR (92) folgt, daß die Nichtlinearität im Bereich von 0,35 bis 1,3 MeV vernachlässigt werden kann, daß aber im niederenergetischen Teil zu große Impulshöhen erzeugt werden. So findet er bei 60 keV eine relative Erhöhung um etwa 16% gegenüber dem Wert bei 661 keV. Die Nichtlinearität beruht in erster Linie auf einer geringfügigen Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute von der γ-Energie. Einflüsse der Elektronik und des optischen Reflektors am Kristall sind von Gerät zu Gerät verschieden. Die Eichung der hier verwendeten Geräteanordnung wird in Kap.6.3. beschrieben. Die Nichtlinearität bewirkt im 400-keV-Bereich eine Verkürzung der Skalenteile im Abschnitt von 0 bis 100 keV gegenüber der restlichen Energieskala. Die integrale Impulsausbeute eines Szintillationskristalls hängt von dessen Größe, vom Abstand der Quelle zur Kristallstirnfläche und von der Quantenenergie ab. Die Impulsausbeute nimmt mit wachsender Entfernung zwischen isotroper Punktquelle und Detektor wegen der die Kanten durchdringenden Strahlen je nach Kristall-

größe zunächst bis zu einem Abstand von 2 bis 3 cm ab, daraufhin wieder zu. Mit wachsender Primärenergie nimmt die Ausbeute bis etwa 5 MeV schnell ab (88,89,93,94).

Der Verlauf der von Szintillationszählern gelieferten Impulshöhen-Verteilungen ist außer von den genannten Parametern auch vom Energie-Auflösungsvermögen (je nach Größe und Qualität des Detektors 6 bis 10% bei 661 keV) und von der Anzahl der auftretenden Koinzidenzen, also von der Strahlungsintensität, abhängig. Untersuchungen zur Bestimmung dieser Größen bei dem verwendeten Szintillationszähler sind in Kap.6.2. beschrieben. Der Anteil der von einem Szintillationszähler mit richtiger Energie registrierten Quanten ergibt sich aus dem Verhältnis R der Zahl der Impulse unter dem Photopeak zur Gesamtzahl der Impulse. Das Verhältnis R nimmt mit wachsender Primärenergie ab; im Energiebereich bis etwa 200 keV hat es annähernd den Wert 1. Liegen in einem kontinuierlichen Spektrum höhere Energiewerte vor, so kann das exakte Energiespektrum durch rechnerische Entfaltung des Impulshöhenspektrums gewonnen werden (95,96). Dazu wird die Matrix X der spektralen Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe der Impulshöhenspektren monoenergetischer Eichstrahler bestimmt. Das Matrixelement X_{ij} gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein γ-Quant der Energie i einen Zählimpuls j hervorruft. Das Energiespektrum wird durch Multiplikation des Impulshöhenspektrums mit der inversen Matrix X^{-1} berechnet. Das bedeutet algebraisch die Auflösung eines linearen Gleichungssystems mit n Unbekannten, wobei n die Zahl der Energiekanäle ist (je nach erforderlicher Genauigkeit 20 bis 40 oder mehr). Bei den in dieser Arbeit vorgelegten Spektren der rückgestreuten γ-Strahlung ist eine Entfaltung der Impulshöhenspektren nicht erforderlich, weil die Abweichungen von den reellen Energiespektren im überstrichenen Energiebereich zu vernachlässigen sind. Bei den angegebenen Spektren der geschwächten γ-Strahlung konnte von einer Entfaltung abgesehen werden, weil die hier interessierenden Veränderungen der Strahlenzusammensetzung schon eindeutig aus den Impulshöhenspektren hervorgehen.

6. Eigenschaften der Meßapparatur.

6.1. Strahlerbox.

Die Strahlerbox dient bei zurückgefahrener Quelle und geöffnetem Drehverschluß zur Kollimierung des Primärstrahls (s. Kap.4). Die Divergenz des Primärstrahls wurde experimentell nach zwei Methoden bestimmt: 1) Messung mit dem Szintillationszähler bei Verschiebung senkrecht zum Primärstrahl in zwei verschiedenen Entfernungen von der Box-Vorderseite, 2) photometrische Ausmessung der Schwärzung auf photographischen Filmen, die in verschiedenen Entfernungen von der Strahlerbox senkrecht zum Primärstrahl aufgestellt waren. Im ersten Fall wurde aus dem glockenförmigen Verlauf der integralen Zählrate und der Photopeakhöhe in Abhängigkeit von der seitlichen Detektorverschiebung jeweils die Halbwertsbreite bestimmt. Bei der zweiten Methode wurden die Filme unter Verwendung der 100 mCi-Quellen von Cs und Co mit einer Dosis von 15 R bestrahlt (Dosis $D=\Gamma \cdot A \cdot r^{-2} \cdot t$; Γ=γ-Dosiskonstante, A=Aktivität der Quelle, r=Abstand Quelle-Film, t=Bestrahlungsdauer). Die Photometerkurven weisen ein horizontales Dach mit anfänglich steil abfallenden Flanken auf; aus den Kurven wurden die Dachbreite und die Halbwertsbreite entnommen. In Tab.1 sind die Ergebnisse der Messungen dem geometrischen Strahldurchmesser, wie er sich aus den Abmessungen des Strahlenkanals bei Annahme einer punktförmigen Quelle ergibt, gegenübergestellt und die daraus berechneten Öffnungswinkel des Primärstrahls angegeben. Die Öffnungswinkel wurden nach der Gleichung

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta A}$$

berechnet, wobei ΔH die Differenz der beiden Strahlenquerschnitte und ΔA deren Abstand bezeichnen.

Aus Tab.1 folgt, daß die Dachbreite der Photometerkurven gut mit dem geometrischen Strahldurchmesser übereinstimmt; die geringfügig kleineren Dachbreiten sind auf die Ausdehnung der Quellen zurückzuführen. Die Halbwertsbreite der Photometerkurven ist dagegen größer, und zwar bei Co ausgeprägter als bei Cs. Das erklärt sich durch die Tatsache, daß Strahlung die Wände des Strahlenkanals geschwächt durchdringt. Die Halbwertsbreiten der mit dem Szintilla-

Abstand Quelle-Detektor	geometr. Strahl-Durchmesser	Halbwertsbreite mit Szintillationszähler, Co		Halbwertsbreite der Photometerkurven		Dachbreite der Photometerkurven	
		integr.	Peak	Cs	Co	Cs	Co
12	1,4						
15	1,75			2,09	2,19	1,72	1,66
22	2,56	5,8	4,6				
26,5	3,09			3,65	3,97	3,02	2,96
62	7,23	10,2	10,1				
Öffnungswinkel α	6°40'	6°20'	7°52'	7°46'	8°48'	6°28'	6°28'

Tab.1. Berechnete und gemessene Primärstrahldurchmesser und zugehörige Öffnungswinkel (Abstände und Durchmesser in cm).

tionszähler aufgenommenen Kurven sind wegen dessen räumlicher Ausdehnung (2" x 2") größer als die der entsprechenden Photometerkurven. Die Berechnung der Öffnungswinkel zeigt jedoch, daß die Messungen mit dem Szintillationszähler gut zur Bestimmung der Strahlendivergenz geeignet sind. Bei der integralen Messung tritt eine Verfälschung durch die Leckstrahlung aus der Box-Vorderseite auf, von der in der Nähe der Box wegen der Ausdehnung des Detektors ein größerer Raumwinkel erfaßt wird als in weiterer Entfernung. Die aus den Halbwertsbreiten errechneten Öffnungswinkel sind erwartungsgemäß etwas größer als die aus den Dachbreiten der Photometerkurven errechneten. Letztere sind für Cs und Co gleich und stimmen gut mit dem geometrischen Wert überein.

Die relative Intensität der aus der Vorderwand der Strahlerbox austretenden geschwächten Strahlung bezogen auf die Intensität der Primärstrahlung ergab sich aus den extrapolierten Photometerkurven zu 3% für die Cs- und zu 7,5% für die Co-Quelle. Die Schwächungseigenschaften der Strahlerbox wurden ferner durch Messungen mit dem Szintillationszähler ermittelt; Berechnungen können wegen des in-

homogenen Materials und wegen der Füllung der Box mit Bleikügelchen nur überschlägige Werte liefern. Die Schwächungsfaktoren wurden für die integrale Impulsrate und für die γ-Quanten mit Primärenergie, deren Intensität sich aus der Höhe des Photopeak ergibt, bestimmt. Die Schwächungsfaktoren für die aus der geschlossenen Trommel sowie für die seitlich und hinter der Box geschwächt austretende Strahlung sind in Tab.2 zusammengestellt.

Quelle	Abstand (cm)	Trommel integral	Trommel Peak	seitl. Position integral	seitl. Position Peak	hintere Position integral	hintere Position Peak
Cs	0	93	280	75	190	-	-
	20	350	830	110	170	1770	2500
Co	0	6,9	15,5	12	34	-	-
	20	18,5	39	13	32,5	210	280

Tab.2. Schwächungsfaktoren der Strahlerbox.

Die Werte gelten für Messungen, bei denen der Detektor direkt an der jeweiligen Boxwand, der Quelle gegenüber, anlag bzw. einen Abstand von 20 cm zur Box hatte. Die Schwächungsfaktoren der Seitenwand ändern sich bei Vergrößerung des Detektorabstandes nur wenig. Die Schwächungsfaktoren des Trommelverschlusses dagegen sind im Nahbereich wesentlich kleiner als im Abstand 20 cm. Der Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß die Leckstrahlung aus der Box-Vorderwand von dem anliegenden Szintillationskristall stark erfaßt wird, während sie den entfernten Detektor nur noch in geringem Maß trifft. Bei geschlossener Trommel wird die Primärstrahlung in Richtung des Strahlenkanals geschwächt, an der Leckstrahlung ändert sich dagegen nichts. Wegen der kleinen Schwächungsfaktoren für Co-Strahlung mußte die Strahlerbox bei den im Folgenden beschriebenen Messungen der Sekundär-, Tertiär- und Quartärstrahlung von Co zusätzlich mit 5 bis 10 cm dicken Bleiwänden abgeschirmt werden.

6.2. Szintillationszähler.

Die Plateauneigung des verwendeten Szintillationszählers 8S8 ist in einem großen Hochspannungsbereich zu vernachlässigen, so daß kleinere Verstärkungsänderungen durch Regeln der Hochspannung durchgeführt werden konnten. Das Energieauflösungsvermögen des Detektors bei der Energie 661 keV weist für verschiedene Kombinationen von Hochspannungswerten und Verstärkungszahlen des Linearverstärkers über einen weiten Hochspannungsbereich den Wert 8,9% auf. Die Verstärkungs- bzw. Kanalstabilität des Linearverstärkers und Impulshöhenanalysators wurden mit einem Impulsgenerator (Texas Instruments Model 6613E) geprüft. Die bei angeschlossenem Szintillationszähler zu beobachtende Kanaldrift, die bis etwa 1 Std. nach Einschalten der Geräte und bei Änderungen der Raumtemperatur auftritt, ist demnach ausschließlich auf die Temperaturempfindlichkeit des Szintillationszählers zurückzuführen.

Die Überprüfung der Empfindlichkeit des Photomultipliers und des Emitterfolgers gegen direkte γ-Bestrahlung, die seitlich auf den Detektor gerichtet ist, ergab für Energien im Bereich um 0,18 MeV eine Zunahme der Impulsrate gegenüber dem abgeschirmten Zustand von 11%, für 0,364 und 1,33 MeV eine Abweichung, die kleiner als 2% bzw. 0,5% ist. Die Richtungsabhängigkeit der Impulsausbeute des Szintillationszählers wurde für γ-Energien von 0,364 MeV, 0,661 MeV und 1,33 MeV ermittelt, indem der Detektor bei festgehaltenem Kristallmittelpunkt um insgesamt 360° geschwenkt wurde. Die Ergebnisse sind in Abb.6 in einem Polarkoordinatendiagramm wiedergegeben. Der Wert 100% entspricht der Impulszahl bei senkrecht auf die Kristallvorderseite auftreffender Strahlung. Wenn die Strahlung von rückwärts, also nach Passieren des Emitterfolgers und Photomultipliers auf den Kristall trifft, ist die Impulsausbeute erwartungsgemäß stark erniedrigt; bei Bestrahlung aus dem vorderen Halbraum in verschiedenen Einfallsrichtungen ist die maximale Empfindlichkeitsänderung für eine Energie von 0,364 MeV etwa 11%, für höhere Energien noch kleiner.

Mit wachsender Strahlungsintensität nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Registrierung koinzidenter γ-Quanten zu. Durch das Auftre-

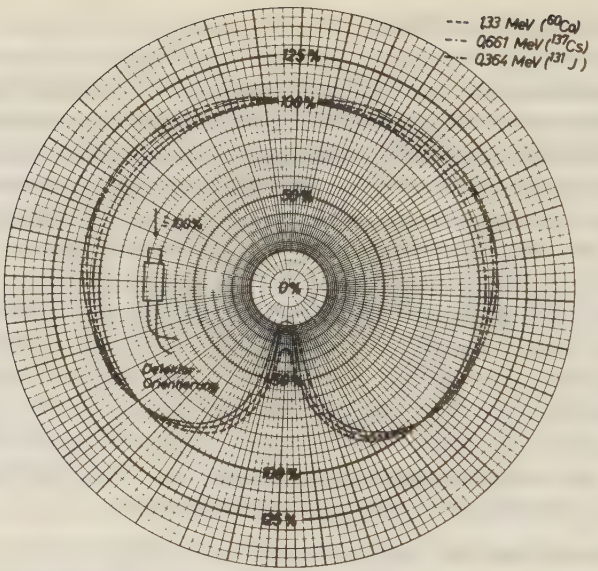

Abb.6. Richtungsabhängigkeit der Impulsausbeute des Szintillationszählers.

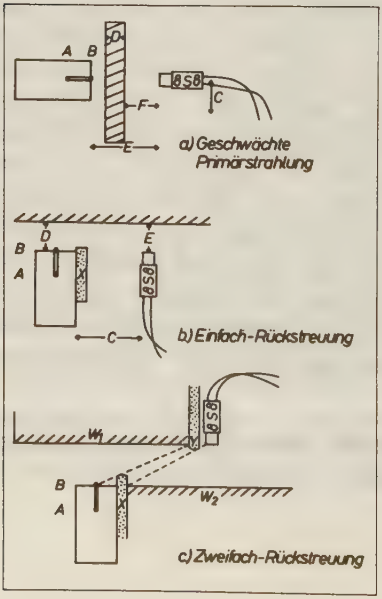

Abb.7. Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der geschwächten Primärstrahlung, der Sekundärstrahlung und der Tertiärstrahlung an parallelen Wänden.

ten von Koinzidenzen wird neben der integralen Zählrate auch der Verlauf der Spektren verfälscht, was sich in einer Abnahme des Photopeak-Verhältnisses R und einer Verschiebung des Photopeak zeigt. Messungen mit dem Szintillationszähler 8S8 bei verschiedener Strahlungsintensität ergaben für Co ab einer Impulsrate von etwa 10^6/min eine Abnahme des Peak-Verhältnisses R; ab $3 \cdot 10^6$ Impulsen/min trat eine Peakverschiebung auf. Bei Cs-Strahlung lagen Veränderungen ab etwa $3 \cdot 10^6$ Impulsen/min vor.

6.3. Energieeichung.

Die Eichung der Kanalskala des Impulshöhenanalysators in Energieeinheiten (MeV) wurde in den hier durchweg verwendeten Untergruppen zu 200 Kanälen für die folgenden Energiebereiche vorgenommen: 2 MeV, 1 MeV, 0,7 MeV, 0,4 MeV, 0,2 MeV und 0,1 MeV. In den beiden letztgenannten Energiebereichen mußte neben dem Linearverstärker ein Vorverstärker zugeschaltet werden. Beim Linearverstärker wurde wegen der einwandfreien Reproduzierbarkeit nur mit den festen Grobstufen gearbeitet; die Feineinstellung der Verstärkung erfolgte über die Hochspannungsversorgung für den Photomultiplier des Szintillationsdetektors, weil die reproduzierbare Einstellgenauigkeit für die Hochspannung 0,1 V beträgt. Die für die sechs Energiebereiche benötigten Hochspannungswerte liegen zwischen 948 V und 972 V. Merkliche Unterschiede im Auflösungsvermögen des Detektors bestehen bei diesen Werten nicht.

Folgende γ-emittierende Nuklide wurden zur Eichung herangezogen: ^{60}Co, ^{131}J, ^{137}Cs, ^{133}Ba, ^{51}Cr, ^{57}Co, ^{197}Hg und ^{125}J. Durch die im Vielkanalanalysator vorgesehene Möglichkeit des "Slope Intercept", Verschiebung des Spektrums relativ zur Kanalskala, konnte die Eichung so vorgenommen werden, daß dem Kanal mit der Nummer Null die γ-Energie Null zugeordnet ist. Für jede Einstellung sind zwei Eichlinien nötig. Durch kombinierte Veränderung von Hochspannung und Slope Intercept gelang es, beide Eichlinien den entsprechenden Kanälen zuzuordnen, so daß sich die zugehörigen Kanalnummern wie die Energien der Linien verhalten. Wegen der dem Szintillationsmeßverfahren anhaftenden Nichtlinearität zwischen Quantenenergie

und Impulshöhe wurde darauf geachtet, daß die energieärmere der beiden Eichlinien nicht im ersten Viertel des zu eichenden Energiebereichs lag.

In Tab.3 sind die Ergebnisse der Linearitätsprüfung für die einzelnen Energiebereiche angegeben. Die verwendeten Linien der oben genannten Nuklide sind durch Zahlen gekennzeichnet und ihre Energien vermerkt. In der zweiten Spalte stehen die Namen der beiden Eichlinien. Die Prozentzahlen bedeuten die Abweichung der Lage der jeweiligen Linien vom Sollwert bei exakt linearer Skala. Bei den drei großen Energiebereichen ist die Abweichung von der Linearität im niederenergetischen Teil deutlich. Bei den restlichen ist die Linearität dagegen gut erfüllt. Die angegebenen Energien der Linien von ^{197}Hg und ^{125}J wurden unter Berücksichtigung der Überlagerung von γ-Strahlung und K-Strahlung berechnet, weil der Detektor wegen seines schlechten Auflösungsvermögens die Röntgen-Linien bei diesen beiden Nukliden nicht von der γ-Linie trennen kann.

7. Geschwächte Primärstrahlung.

Die vergleichende Messung der durch Wände aus den interessierenden Materialien geschwächt hindurchtretenden primären γ-Strahlung ist aus zwei Gründen für die Messung der rückgestreuten Strahlung wertvoll. Erstens wird auf diese Weise die für die Rückstreumessungen erforderliche Dicke der Streuwand ermittelt, die bezüglich der Rückstreuung einer unendlichen Dicke entspricht. Zweitens können aus der Form des niederenergetischen Teils der Spektren Schlüsse auf die Rückstreueigenschaften der Materialien gezogen und Zusammenhänge zwischen Rückstreuung und Schwächung aufgedeckt werden.

In Abb.7a (Seite 28) ist die Meßanordnung schematisch skizziert. Bei der Stellung A der Strahlenquelle ist der Primärstrahl eng kollimiert (Kanallänge 12 cm, Durchmesser 1,4 cm). In Stellung B ist die Divergenz des Strahls 2π. Quelle, Strahlenkanal und Detektormittelpunkt liegen in einer horizontalen Ebene senkrecht zur Wand. Bei den Messungen mit C=O fallen Kanal- und Detektorachse zusammen. Über ein an die Strahlerbox gebundenes Koordinatensystem auf der Tischfläche ist die Lage des Detektors festgelegt.

Energie-bereich (MeV)	Eich-Strahler	^{131}J-I 0,722MeV	^{137}Cs 0,661MeV	^{131}J-III 0,364MeV	^{51}Cr 0,323MeV	^{133}Ba-II 0,300MeV	^{57}Co 0,122MeV	^{133}Ba-III 0,081 MeV	^{197}Hg 0,073MeV	^{125}J 0,032MeV
2,0	^{60}Co/^{137}Cs	0	0	+ 12 %	+ 15 %	+ 18 %	+ 97 %			
1,0	^{137}Cs/ ^{51}Cr	0	0	0	0	+ 2 %	+ 32 %	+ 64 %		
0,7	^{137}Cs/^{133}Ba		0	0	0	0	+ 17 %	+ 37 %		
0,4	^{131}J /^{133}Ba			0	- 2 %	- 2 %	- 3 %	0	- 2 %	
0,2	^{57}Co/^{125}J						0	+ 2 %	0	0
0,1	^{133}Ba/^{125}J							0	- 2 %	0

Aus Platzmangel nicht aufgeführte Linien:	^{60}Co-I 1,33 MeV	^{60}Co-II 1,17 MeV	^{131}J-II 0,637 MeV	^{133}Ba-I 0,357 MeV	^{131}J-IV 0,080 MeV	^{133}Ba-IV 0,057 MeV

Tab.3. Eichung des Vielkanal-Analysators und Linearitätsprüfung.

Die mit dem Punktdrucker ausgegebenen Spektren wurden über "Spectrum Stripping" als Differenz zwischen Brutto- und Untergrundspektrum gewonnen. Die Speicherung der einzelnen Spektren erfolgte in Untergruppen zu je 200 Kanälen in den 1600-Kanal-Impulshöhenanalysator. In den acht Untergruppen konnten also vier Differenzspektren gebildet werden. Normalerweise mußte das Untergrundspektrum bei jeder Messung aufgenommen werden. Wenn sich an den geometrischen Verhältnissen praktisch nichts änderte, konnte jedoch dasselbe Untergrundspektrum verwendet und auf die anderen Untergruppen übertragen werden. Die Untergrundstrahlung wurde in der jeweiligen Lage des Detektors bei Bleiabschirmung der Strahlenquelle gemessen. Diese blieb jeweils in der Stellung A bzw. B, wobei bei A der Strahlenkanal nicht durch die Trommel der Strahlerbox geschlossen wurde, um die Schwächungsverhältnisse in der Strahlerbox nicht zu verändern. Die Ausschaltung der aus dem Strahlenkanal austretenden Strahlung erfolgte durch Bleibausteine, die zwischen Box und Wand aufgestellt wurden. Wenn deren Dicke von 5 cm, die aus geometrischen Erwägungen (Abstand Box-Wand) nicht erhöht werden konnte, zur erforderlichen Schwächung der Strahlung nicht ausreichte, wurde hinter der Wand eine weitere Bleischicht aufgebaut. In der Untergrundstrahlung waren auf diese Weise die störenden Beiträge der Streustrahlung enthalten, die außerhalb der Meßwand entstand; sie wurden also bei der Differenzbildung eliminiert. Bei Messungen der Bruttospektren mit der Quelle in B-Geometrie war es erforderlich, die parallel zur Wand nach unten, oben und seitlich austretende Strahlung durch Bleibausteine von 5 bis 10 cm Dicke zu schwächen. Auf diese Weise konnte verhindert werden, daß ein bei der Untergrundmessung nicht völlig erfaßter Anteil am Laborboden gestreuter Strahlung die Messungen verfälschte.

Für die Aufnahme von Co-Spektren wurde den 200 Kanälen ein Energiebereich von 2 MeV und entsprechend von 1 MeV für Cs-Spektren zugeordnet. Kleine Verschiebungen des Photopeak während einer Meßreihe ließen sich durch Nachregeln der Hochspannung korrigieren, so daß die Energieskala unverändert blieb. Der untere Diskriminator wurde jeweils so eingestellt, daß die aufgestockten Impulse niedriger Amplitude, die bei hohen Zählraten entstehen, ausgeschaltet waren und nicht die integrale Zählrate verfälschten. Die

Akkumulationszeit für ein Spektrum betrug 5,0 Minuten. Alle gemessenen Spektren wurden mit dem Punktdrucker im Format DIN A4 ausgegeben. Bei der im Folgenden wiedergegebenen Auswahl von Spektren wurden die 199 Punkte jedes Spektrums wegen der besseren Übersichtlichkeit in einem Kurvenzug zusammengefaßt.

Mit der in Abb.7a (Seite 28) angegebenen Versuchsanordnung wurden für jede Wand aus einem bestimmten Material und jede der beiden Strahlenquellen Co und Cs vier Meßprogramme bei schrittweiser Änderung jeweils eines Parameters durchgeführt:
a) Messungen bei konstantem Abstand Quelle-Detektor (E=konst.) ohne seitliche Verschiebung (C=0) unter Variation der Dicke D der Wand. Quellengeometrien A und B.
b) Messungen bei konstantem Abstand des Detektors zum Absorber (F=0) und C=0 unter Variation der Dicke D der Wand. Quellengeometrien A und B.
c) Messungen bei konstanter Wanddicke (D=konst.) und C=0 unter Variation des Abstands E zwischen Quelle und Detektor. Quellengeometrien A und B.
d) Messungen bei konstanter Wanddicke (D=konst.), E=konst. und F=0 unter Variation der seitlichen Verschiebung C des Detektors. Quellengeometrie A, zum Teil auch B.
Um die durch sieben Parameter beschriebene Meßanordnung kurz angeben zu können, wurde folgende, die Reihenfolge der Parameterwerte festlegende Schreibweise gewählt:
1) Material (Fe=Eisen, Pb=Blei, Bt=Beton, Ba=Barytbeton) + Dicke (cm)
2) Strahler (Cs=^{137}Cs, Ko=^{60}Co) + Aktivität (mCi)
3) Strahlengeometrie A oder B
4) Entfernung Box-Detektor: E (cm)
5) Seitliche Verschiebung des Detektors: C (cm).
So bedeutet Ba29-Ko10-A-52-6 das Spektrum eines kollimierten Strahls einer Co-Quelle von 10 mCi nach Durchgang durch eine Barytbetonwand von 29 cm Dicke im Abstand von (52+12) cm† von der Quelle bei einer seitlichen Versetzung des Detektormittelpunktes um 6 cm. Für C=0

---

†Die Entfernung zwischen Quelle und Detektorstirnseite ist für die B-Geometrie gleich E, für die A-Geometrie gleich (E+12).

kann der letzte Parameter weggelassen werden. Bei Spektren der ungeschwächten Strahlung, also bei der Wanddicke 0, steht statt der ersten beiden Parameter (Material und Dicke) lediglich 0.

Die Größe der Wandfläche war so zu wählen, daß die Wand bezüglich der hinter ihr gemessenen Nettospektren wie eine unendlich ausgedehnte Wand wirkte. Die Größe ist durch die Reichweite der Primärstrahlung im betreffenden Material bestimmt, weil das Auftreten von Streustrahlung nicht wesentlich über den Bereich der Primär- oder Quasiprimärstrahlung hinausreicht (10) (s. Ergebnisse von Meßprogramm d). Für die A-Geometrie ist die Wandgröße unwesentlich. Bei B-Geometrie ist für die in den äußeren Wandbereichen annähernd streifend auftreffende Primärstrahlung die effektive Wanddicke so vergrößert, daß hier nur noch ein unwesentlicher Beitrag an Streustrahlung entsteht. Die erforderliche Wandgröße wird am einfachsten experimentell bei der geringsten Wanddicke bestimmt.

Unter Berücksichtigung des zur Verfügung stehenden Materials wurden folgende Wandflächen gewählt: Beton 60x60 cm^2, Barytbeton 72x46 cm^2, Eisen 30x30 cm^2 (auf eine Unterlage von 10 cm Höhe aufgesetzt) und Blei 40x40 cm^2. Die Wanddicke erstreckte sich über folgende Bereiche: Beton 4,5 bis 40,5 cm, Barytbeton 7 bis 44 cm, Eisen 2,5 bis 10 cm und Blei 2,3 bis 7,3 cm.

Als Ergebnisse einer Messung wurden das Differenzspektrum über den Punktdrucker ausgegeben, die integrale Zählrate abzüglich des Untergrunds berechnet, und die Höhe der Photopeaks, für Co bei den Energien 1,17 MeV und 1,33 MeV und für Cs bei 0,661 MeV, als digitale Werte dem Analysator entnommen. Die Form der Spektren läßt Rückschlüsse zu auf die Zusammensetzung der in ihrer Intensität geschwächten Strahlung aus Photonen der Primärenergie und aus Photonen geringerer Energie, die bei Compton-Prozessen ein- oder mehrmals gestreut wurden. Es erweist sich für die vergleichende Auswertung der gewonnenen Spektrensammlung als zweckmäßig, das Verhältnis dieser beiden Strahlungsanteile durch eine Zahl zu charakterisieren. Wir haben dafür das Verhältnis der Höhe des Photopeak (Peak 1,33 MeV bei Co) zu der integralen Zählrate gewählt; es ist im Folgenden mit $10^{-3} \cdot P$ bezeichnet. Bei vorgegebener Energieskala und Kanalzahl sowie konstantem Auflösungsvermögen des verwendeten Szintillationsdetektors ist die Größe von P für eine be-

stimmte Primärenergie lediglich von der Strahlenzusammensetzung abhängig. Der Einfluß des Abstandes Quelle-Detektor auf die Form der Spektren ist im vorkommenden Abstandsbereich gering und kann vernachlässigt werden. Bedingt durch den Absorptionsmechanismus im Szintillationskristall ist $10^{-3} \cdot P$ auch für eine reine Primärstrahlung mit nur einer γ-Linie wesentlich kleiner als 1. Durch den in Kap.5 beschriebenen mathematischen Entfaltungsprozeß kann das aufgenommene Impulshöhenspektrum in das Energiespektrum der einfallenden Quanten umgeformt werden, für das bei monoenergetischer γ-Strahlung $10^{-3} \cdot P = 1$ gilt. In der Literatur wird zur Charakterisierung der Güte eines Szintillationsdetektors neben dem Auflösungsvermögen das Verhältnis R des Integrals unter dem Photopeak zum Integral unter dem gesamten Spektrum einer monochromatischen γ-Strahlung bei einem bestimmten Abstand Quelle-Detektor verwendet. Diese Definition hat den Vorteil, von der gewählten Energieskala und der Kanalzahl unabhängig zu sein. Für unseren speziellen Zweck ist jedoch obige Definition von P wegen der einfacheren Meßbarkeit bei gleicher Genauigkeit und Aussagekraft geeigneter.

7.1. Ergebnisse.

Nach Durchdringen einer Wand ist die Intensität und die Zahl der Quanten einer γ-Strahlung durch Absorption verringert. Das drückt sich in der Abnahme der integralen Zählrate aus. Daneben wird aber bei einem mit der Wanddicke ansteigenden Prozentsatz der Quanten die Quantenenergie durch Compton-Prozesse herabgesetzt. Das drückt sich in einer Verschiebung des Schwerpunktes der Spektren nach kleineren Energien aus und bewirkt eine Verminderung von P. Während bei der A- und der B-Geometrie die Abnahme der Zahl der Quanten mit Primärenergie, gemessen als Höhe des Photopeak, entsprechend dem Schwächungsgesetz bei guter Geometrie im halblogarithmischen Maßstab linear mit der Wanddicke verläuft (Meßprogramm a), ist das bei der integralen Zählrate vor allem bei B-Geometrie nicht mehr der Fall (s. Abb.8a und b). Durch die zum Detektor hin gestreuten Quanten, die ohne Wand den Detektor nicht erreicht hätten, tritt ein Aufbaueffekt auf. Entsprechend sind die aus der

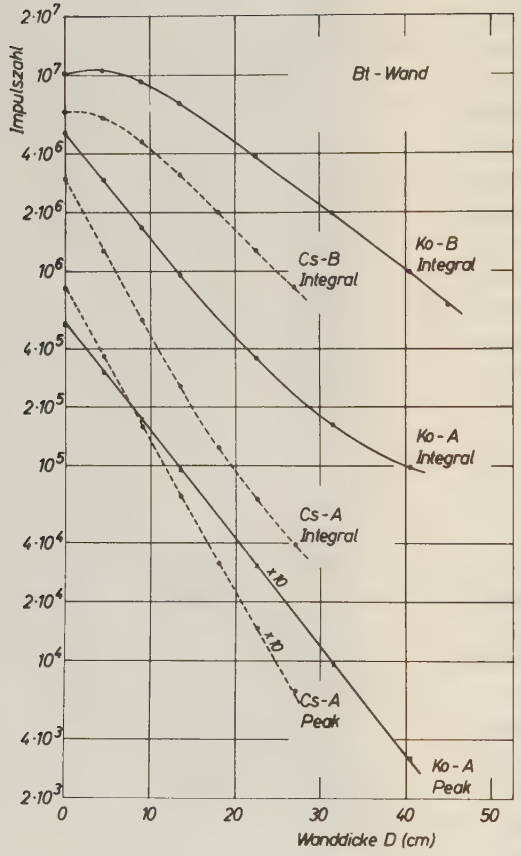

Abb.8a. Abhängigkeit der Schwächung von Cs- und Co-Strahlung (integrale Rate und Photopeak) von der Dicke der durchstrahlten Betonwand bei B- und A-Geometrie (Meßprogramm a).

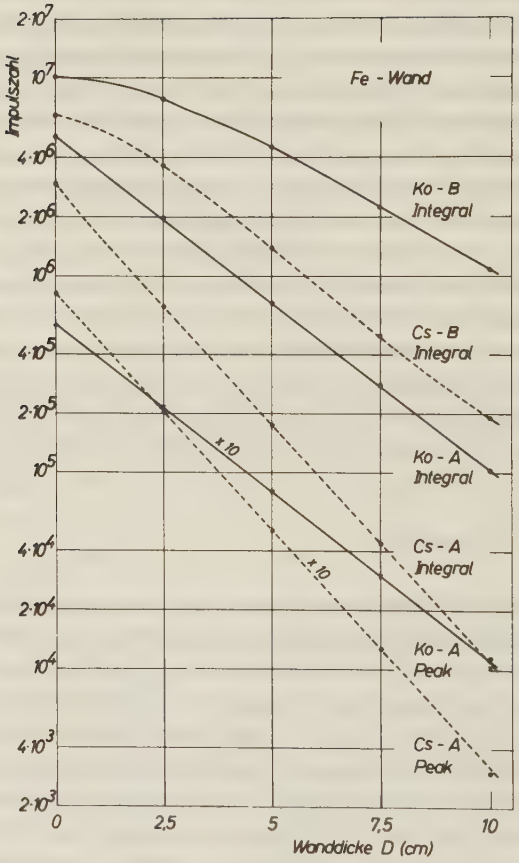

Abb.8b. Entsprechend für die durchstrahlte Eisenwand.

Abnahme des Photopeak berechneten freien Weglängen in den einzelnen Wandschichten untereinander gleich und kleiner als die von der Wanddicke abhängigen freien Weglängen, die sich aus der Abnahme der integralen Rate bei B-Geometrie ergeben. Die freien Weglängen aus der integralen Rate bei A-Geometrie werden bei sehr dicken Wänden in den äußeren Schichten größer. Diese Zunahme rührt von dem starken Anwachsen des Sehwinkels des Detektors für mehrfach gestreute Strahlung bei klein werdendem Abstand Detektor-Wand her. In Tab.4 sind die aus dem Schwächungsverlauf des Photopeak und der integralen Zählrate für die untersuchten Materialien und Strahlenquellen in A- und B-Geometrie berechneten freien Weglängen angegeben. Aus den Werten für die freie Weglänge geht hervor, daß der Aufbaueffekt bei Eisen ausgeprägter als bei Barytbeton, jedoch schwächer als bei Beton ist. Bei Blei tritt nur ein geringfügiger Aufbaueffekt auf. Der gegenüber den anderen Materialien bei Beton wesentlich größere Aufbaueffekt zeigte sich auch darin, daß der niederenergetische, durch Streustrahlung bewirkte Gipfel im Spektrum der Co-Strahlung trotz einer Vergrößerung der Wanddicke von z.B. $\mu x=0,6$ auf $\mu x=1,7$ die gleiche Höhe hatte. Analog tritt bei Cs-Strahlung z.B. für $\mu x=0,8$ und $\mu x=1,6$ gleichviel niederenergetische Streustrahlung auf. Das Verhältnis der freien Weglängen für die Co- und Cs-Strahlung ist für die Beton- und die Eisenwand 1,4 , für die Barytbetonwand 1,5 und für die Bleiwand 2,0.

Bei A-Geometrie können, zumindest im Idealfall sehr enger Kollimierung des Strahls und bei kleinem Detektor, einmal gestreute Quanten den Detektor nicht erreichen. Das Peak-Verhältnis P hat daher große Werte und nimmt erst bei einer Wanddicke, die Mehrfachstreuung zuläßt, ab, wobei die Änderung des oben erwähnten Detektorsehwinkels bei endlicher Detektorgröße stark eingeht. In Abb.9 ist der Verlauf von P für das Meßprogramm a, also in Abhängigkeit von der Wanddicke, die in freien Weglängen angegeben ist, bei konstantem Abstand Quelle-Detektor für Wände aus Beton, Barytbeton, Eisen und Blei wiedergegeben. Es zeigt sich deutlich der große Unterschied zwischen A- und B-Geometrie; andererseits sind die sich entsprechenden Kurven für Cs und Co in ihrem Verlauf ähnlich. Zwischen den untersuchten Wandmaterialien ergeben sich dagegen eindeutige Unterschiede. In der Reihenfolge Blei, Barytbeton, Eisen

Material-Quelle	x_{fr} (cm) aus Peakhöhe, A-Geometrie	Nr. von x_{fr}	x_{fr} (cm) aus Integral, A-Geometrie	Nr. von x_{fr}	x_{fr} (cm) aus Integral, B-Geometrie
Bt - Ko	7,8	1. 3. 4.	8,1 9,9 14,1	1. 2. 3.	23 13 12,5
Bt - Cs	5,5	1. 3. 4.	5,4 5,9 7,2	1. 2.	16,3 10
Ba - Ko	6,1	1. 3. 5.	5,8 5,9 7,9	1. 2. 3. 5.	11 8,5 9,2 9,2
Ba - Cs	4,0	1. 3. 5.	4,0 4,05 4,1	1. 2. 3.	6,5 5,8 5,8
Fe - Ko	2,55		2,6	1. 2.	5,7 3,5
Fe - Cs	1,8		1,8	1. 2. 3.	3,7 2,4 2,4
Pb - Ko	1,7		1,6	1. 2. 3.	2,15 2,0 2,0
Pb - Cs	0,87		0,84		0,95

Tab.4. Freie Weglängen x_{fr} aus dem Schwächungsverlauf der Photopeakhöhe und der integralen Zählrate bei A- und B-Geometrie für die vier untersuchten Materialien.

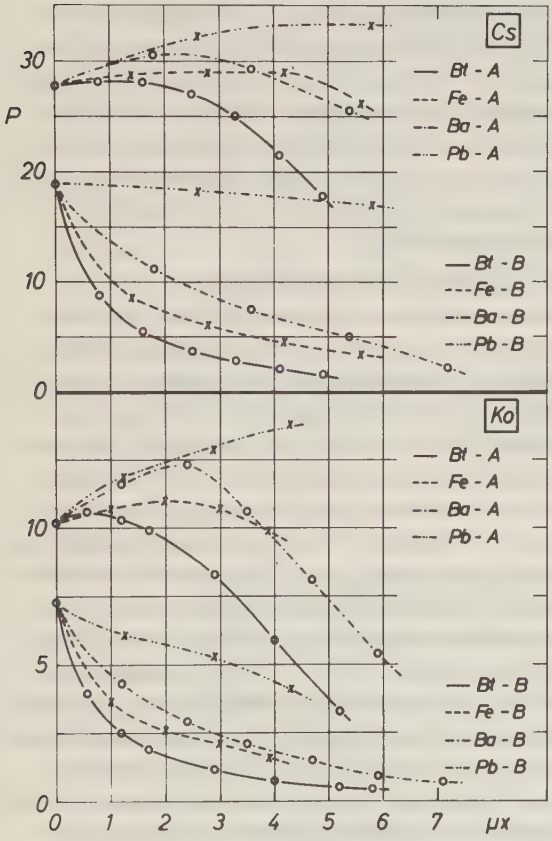

Abb.9. Verlauf des Peak-Verhältnisses P beim Meßprogramm a für Cs- und Co-Strahlung.

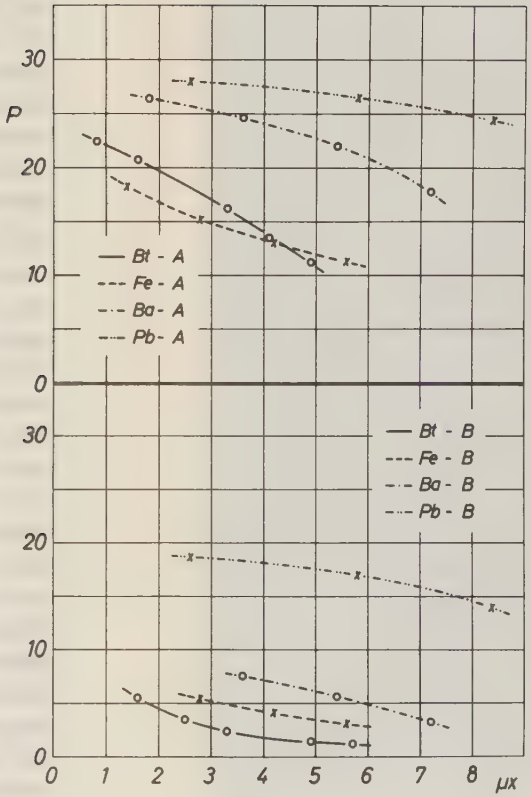

Abb.13. Verlauf des Peak-Verhältnisses P beim Meßprogramm b für Cs-Strahlung.

und Beton nimmt die Durchlässigkeit für Compton-gestreute Strahlung bei gleicher Schwächung der Primärstrahlung zu. Die gleiche Reihenfolge tritt im Folgenden häufig auf. Sie ergab sich z.B. auch bei den Rückstreumessungen bezüglich der Intensität der rückgestreuten Strahlung (s. Kap.8). Das anfängliche Anwachsen von P bei A-Geometrie, das bei der Co-Strahlung stärker ausgeprägt ist, wird durch die Ausfilterung der im Primärstrahl enthaltenen Streustrahlung bedingt. Diese Streustrahlung setzt sich aus Durchlaßstrahlung von der Strahlerbox und Streustrahlung von den Kollimatorwänden zusammen. Bei B-Geometrie nimmt P mit Ausnahme von Blei schnell ab. Das bedeutet ein rasches Anwachsen des Streustrahlungsanteils mit zunehmender Wanddicke.

Das Peak-Verhältnis P der ungeschwächten Strahlung ist bei den beiden extremen Geometrien verschieden. Während bei der A-Geometrie der durch die Detektoreigenschaften gegebene maximale Wert von P annähernd erreicht wird, also wenig Streustrahlung die Box in Strahlenrichtung verläßt, ist P bei B-Geometrie für Cs- und Co-Strahlung um 31% niedriger. Bei kleinen Energiewerten sind nämlich die Amplituden der B-Geometrie-Spektren durch die Rückstreuung an der Vorderwand der Box gegenüber dem Verlauf bei A-Geometrie beachtlich erhöht. Wenn die Quelle 10 cm weit aus der Box herausgefahren wird, ist die Rückstreuung an der Vorderwand vermindert, so daß die zugehörigen P-Werte nur noch um etwa 9% kleiner sind als die der A-Geometrie. Die zusätzliche niederenergetische Strahlung bei B-Geometrie wird schon in einer dünnen Wandschicht absorbiert und beeinflußt nur die spektrale Verteilung an der Oberfläche. In den Abb.10a und b sind die Spektren der Primärstrahlung für die beiden Quellenstellungen sowie Cs und Co wiedergegeben. Die beiden Spektren bei der A-Geometrie wurden um den Faktor 1,52 entsprechend dem um die Kanallänge größeren Abstand Quelle-Detektor erhöht. Nach Anbringung der Korrektur ergeben sich gleiche Peakhöhen. Die geringere Peakhöhe der Co-Spektren rührt von der geringeren Empfindlichkeit des Szintillationskristalls für die höherenergetische Co-Strahlung her. Die theoretisch geforderte doppelt so große Zählrate wie bei Cs wird aus demselben Grunde nicht erreicht; experimentell ergab sich ein um etwa 15% kleinerer Betrag. Aus berechneten Kurven, die bei (88,89,93,94) angegeben

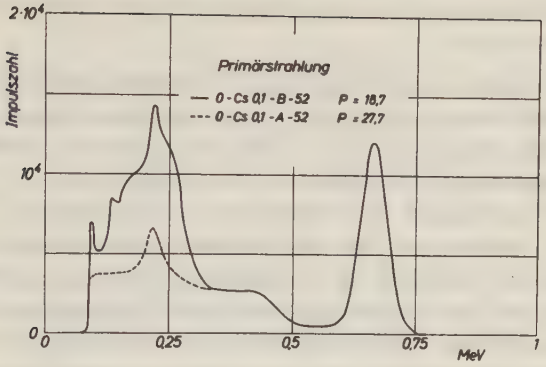

Abb.10a. Impulshöhenspektren der Cs-Primärstrahlung in A- und B-Geometrie (Photopeak normiert).

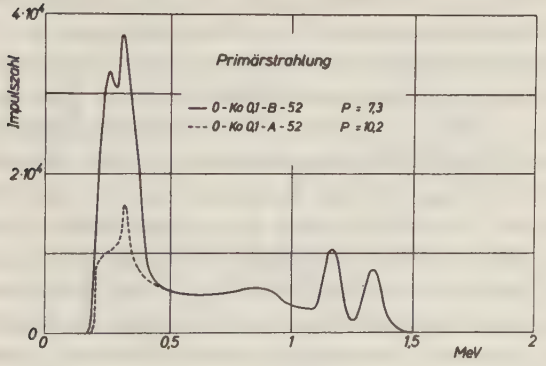

Abb.10b. Impulshöhenspektren der Co-Primärstrahlung in A- und B-Geometrie (Photopeak normiert).

sind, entnimmt man für den Abstandsbereich um 50 cm für den 3" x 3"-Kristall eine Empfindlichkeitseinbuße der Co- gegenüber der Cs-Strahlung von 13,3 bis 13,9%, für den 1,5" x 1"-Kristall von 24,5 bis 24,7%.

Jeder der in Abb.9 wiedergegebenen 16 Kurven über den Verlauf des Peak-Verhältnisses P entspricht eine Meßreihe, jedem Punkt ein Spektrum. Als Beispiele sind in den Abb.11a und b Spektren hinter Barytbetonwänden mit Cs-Strahler in B-Geometrie bzw. hinter Betonwänden mit Co-Strahler in A-Geometrie wiedergegeben. In Abb.11a wurden die Spektren mit den dort angegebenen Faktoren versehen, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Eine charakteristische Erscheinung ist die Auffüllung des Tales zwischen der Kante des Compton-Kontinuums und dem Photopeak bei zunehmender Wanddicke, die mit einer Aufstockung des niederenergetischen Teils des Spektrums verbunden ist. In Abb.11c ist ein weiteres Beispiel für die Energiedegradation angeführt. Der hohe niederenergetische Teil der Spektren ist abgeschnitten, und die Spektren sind durch Multiplikation mit den angegebenen Faktoren im Anfangspunkt normiert (der weitere Anstieg nach kleinen Energiewerten hin ist aus Abb.12b ersichtlich). Man sieht, daß die Compton-Kante bereits hinter 4,5 cm Beton durch die überlagerte Streustrahlung wesentlich abgeschwächt ist und hinter 13,5 cm Beton nicht mehr in Erscheinung tritt. Infolge der Energiedegradation wird die Abweichung der aufgenommenen Impulshöhenverteilungen von den wahren Energiespektren (vgl. Kap.5) mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Wand immer geringer. In den Abb.12a, b und c sind unter denselben Bedingungen aufgenommene Spektren für verschiedene Wandmaterialien wiedergegeben, um den Einfluß der Ordnungszahl des Absorbers auf die spektrale Verteilung zu zeigen. Sie wurden nach dem Gesichtspunkt ausgewählt, daß die Wanddicken, in freie Weglängen μx umgerechnet, etwa gleich groß sind. Spektren für Wanddicken mit exakt gleicher Schwächung könnten durch Interpolation zwischen gemessenen Spektren gewonnen werden. Die durch die geringfügig verschiedenen μx-Werte bedingten Unterschiede in der Höhe der Photopeaks wurden zum besseren Vergleich durch Umrechnung mit Normierungsfaktoren behoben. In Übereinstimmung mit den Peak-Verhältniswerten der Abb.9 sind die Unterschiede in den Spektren für verschiedene Materialien bei B-Geo-

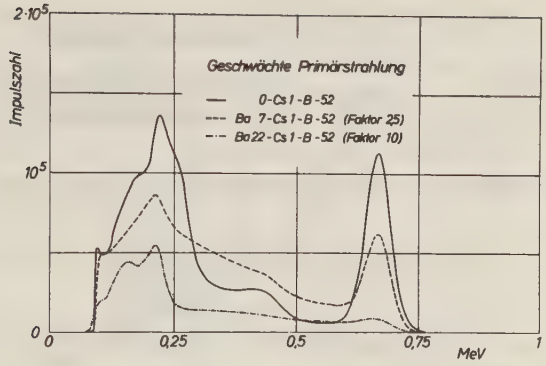

Abb.11a. Impulshöhenspektren der Cs-Strahlung in B-Geometrie nach Schwächung durch verschieden dicke Barytbetonwände (Meßprogramm a).

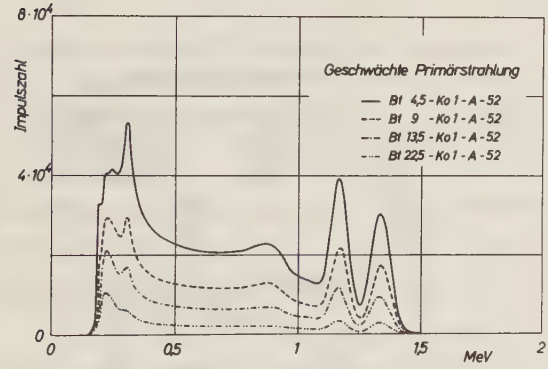

Abb.11b. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch verschieden dicke Betonwände (Meßprogramm a).

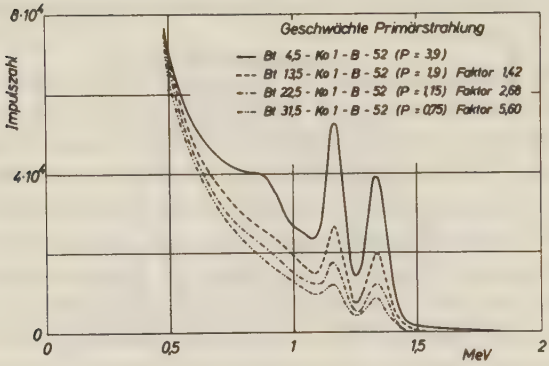

Abb.11c. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in B-Geometrie nach Schwächung durch verschieden dicke Betonwände (Meßprogramm a); der niederenergetische Teil ist abgeschnitten (Normierung im ersten wiedergegebenen Punkt).

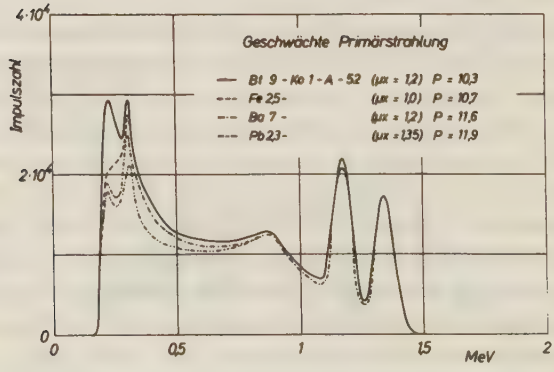

Abb.12a. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramm a).

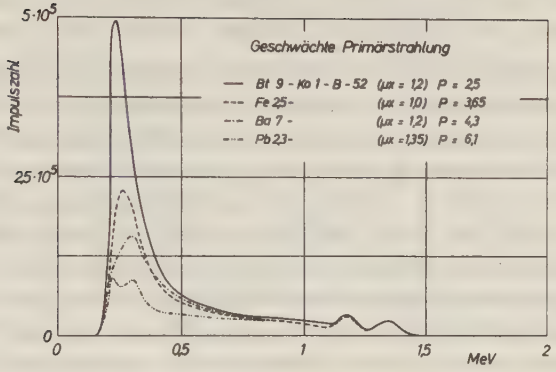

Abb.12b. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in B-Geometrie nach Schwächung durch Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramm a).

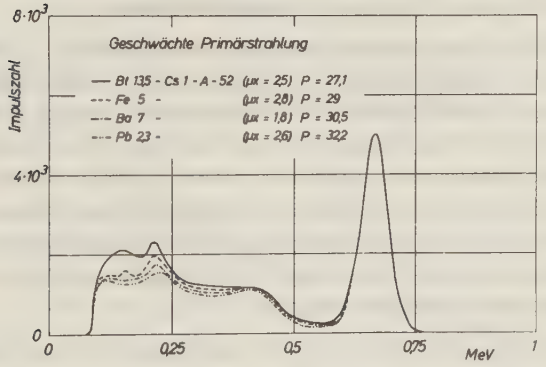

Abb.12c. Impulshöhenspektren der Cs-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramm a).

metrie ausgeprägt, bei A-Geometrie dagegen erst bei größeren Wanddicken erheblich. Die Unterschiede in der spektralen Verteilung bei Verwendung verschiedener Wandmaterialien sind zudem bei der Cs-Strahlung in A-Geometrie geringer als bei der Co-Strahlung.

Beim Meßprogramm b lag die Detektorstirnfläche direkt an der Wand an. Mit Vergrößerung der Wanddicke vergrößerte sich somit auch der Abstand Quelle-Detektor. Die Steigung der Geraden, die die Schwächung des Photopeak im halblogarithmischen Diagramm wiedergeben, ist, wie zu erwarten, größer als im Meßprogramm a; die Unterschiede sind jedoch bei Eisen und Blei wegen des hohen spezifischen Gewichts gering. Der Verlauf des Peak-Verhältnisses P in Abhängigkeit von der Wanddicke ist in Abb.13 (Seite 39) für die Cs-Strahlung dargestellt. Die entsprechenden Kurven für die Co-Strahlung zeigen keine prinzipiellen Unterschiede. Die P-Werte bei A-Geometrie sind wesentlich kleiner als im Meßprogramm a. Vom Detektor wird also mehr Streustrahlung erfaßt, was auf den größeren Sehwinkel des Detektors für die Streustrahlung zurückzuführen ist. Die Unterschiede zwischen den Materialien sind dabei im Gegensatz zu Meßprogramm a stark ausgeprägt. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt das Peak-Verhältnis bei A- und B-Geometrie monoton ab. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei A-Geometrie sind die Unterschiede zu Meßprogramm a bei B-Geometrie minimal. Das erklärt sich durch die ausgedehnte Quellfläche der Streustrahlung.

Der Vergleich der Spektren für die Meßprogramme a und b bei B-Geometrie zeigt, daß der niederenergetische, durch Streuung verursachte Teil beim Meßprogramm b für Barytbeton- und Bleiwände breiter ist als bei a. Zwei Beispiele sind in Abb.14 für Co-Strahlung wiedergegeben. Trotz etwa gleicher P-Werte (bei kleinen Wanddicken) sind die Spektren verschieden. Bei Beton- und Eisenwänden ist der Unterschied nicht so ausgeprägt. Für die Cs-Strahlung liegen die Verhältnisse entsprechend. Bei der A-Geometrie ist die beschriebene Verbreiterung vernachlässigbar.

Die beobachtete Rechtsverbreiterung bedeutet eine Zunahme der einmal im Winkelbereich um 90° gestreuten gegenüber den mehrfach gestreuten Quanten. Diese Gruppe einmal gestreuter Quanten kann jedoch nur im Nahbereich, also bei der Anordnung gemäß Meßprogramm b,

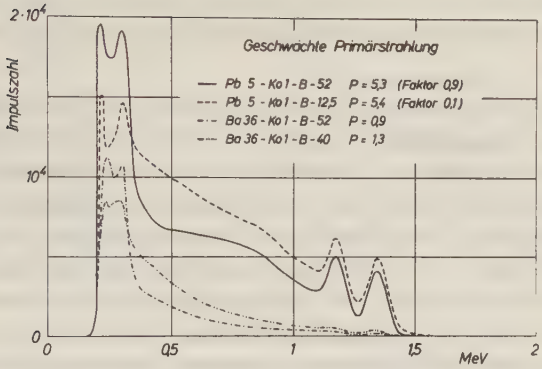

Abb.14. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in B-Geometrie nach Schwächung durch Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramme a und b).

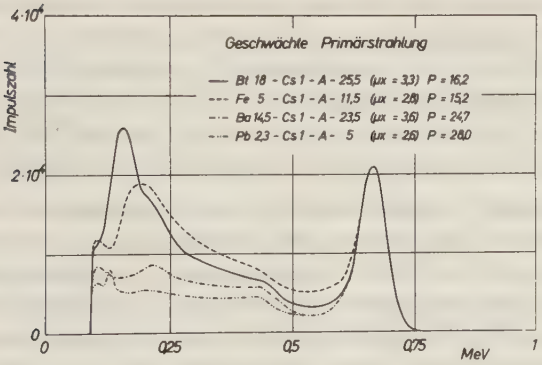

Abb.15. Impulshöhenspektren der Cs-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramm b).

erfaßt werden. Bei Blei und Barytbeton treten sie deutlich in Erscheinung, weil in diesen Materialien die mehrfach gestreute Strahlung stärker absorbiert wird als in Eisen und Beton (größere P-Werte).

In Abb.15 sind Spektren für die untersuchten Materialien bei Cs-Strahlung in A-Geometrie, wie oben beschrieben normiert, dargestellt. Die zunehmende Absorption der niederenergetischen Streustrahlung bei Erhöhung der Ordnungszahl des Wandmaterials ist deutlich zu erkennen. Das überlagerte kleine Maximum im Spektrum hinter der Bleiwand rührt von der Blei-Fluoreszenzstrahlung her. Zur genaueren Untersuchung des Intensitätsbeitrages dieser Strahlung wurden Spektren im Energiebereich bis 400 keV für Co- und Cs-Strahlung in A- und B-Geometrie aufgenommen. Es ergab sich, daß die Fluoreszenzlinie mit einer Energie von 74 keV bei Messungen mit an der Wand anliegendem Detektor auftritt, während sie im Fernbereich nicht mehr beobachtet wird. Das gilt für Co- und Cs-Strahlung sowohl in A- als auch in B-Geometrie. Der Grund dafür ist die isotrope Verteilung der Eigenstrahlung, die eine starke Abnahme der Intensität mit zunehmender Entfernung von der Wand bewirkt; bei kleinem Feld gilt das quadratische Abstandsgesetz. Bei A-Geometrie ist die relative Höhe des Fluoreszenzgipfels um etwa 30% geringer als bei B-Geometrie; für Co- und Cs-Strahlung ist sie gleich groß. In den Abb.16a und b sind als Beispiele Spektren für Co-Strahlung in B-Geometrie bzw. für Cs-Strahlung in A-Geometrie bei verschiedenen Detektorabständen wiedergegeben. Selbst unmittelbar an der Wand ist der Anteil an Fluoreszenzstrahlung im Vergleich zu der in den Kapiteln 8 bis 10 besprochenen rückgestreuten Strahlung jedoch gering.

Im Meßprogramm c wurden Spektren in verschiedenem Abstand von der Wand gemessen. Die Abnahme der Intensität der Quanten mit Primärenergie hinter der Wand in Abhängigkeit von der Entfernung Quelle-Detektor wurde überprüft. Das Produkt aus Peakhöhe und Abstandsquadrat wird im Fernbereich für A- und B-Geometrie konstant. Im Nahbereich direkt an einer dünnen Wand ist es kleiner, was durch die hier vorliegende geringere Empfindlichkeit des Detektors bedingt ist. Die Detektorempfindlichkeit ist nicht nur von der Energie der Strahlung sondern auch vom Abstand zwischen Quelle und Detektor abhängig. Für diese Zusammenhänge sind bei (89) und (88)

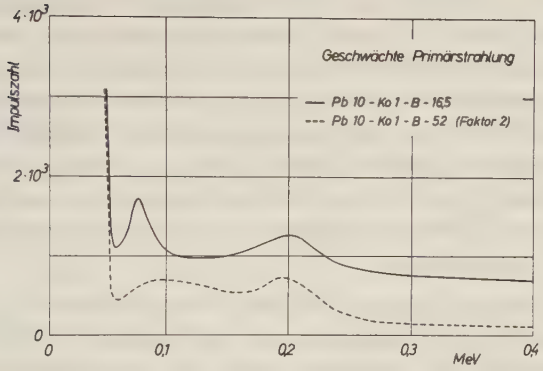

Abb.16a. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in B-Geometrie nach Schwächung durch eine Bleiwand im Nah- und Fernbereich der Wand.

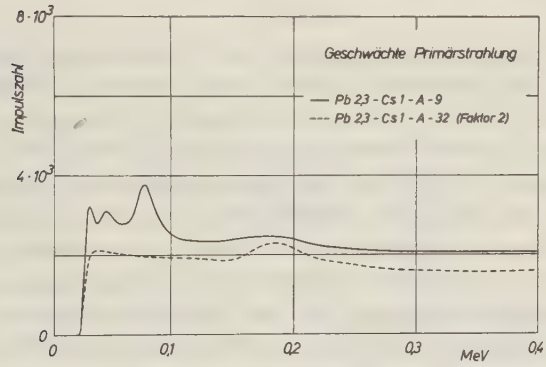

Abb.16b. Impulshöhenspektren der Cs-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch eine Bleiwand im Nah- und Fernbereich der Wand.

für 1,5" x 1"- und 3" x 3"-NaJ-Kristalle berechnete Kurven angegeben. Für die kleinste bei unseren Messungen vorkommende Entfernung (B-Geometrie, Pb-Wand) und die verwendeten Primärenergien entnimmt man für den kleinen Kristall einen Empfindlichkeitsverlust von 14%, für den großen von 18% bzw. 22%. Der verwendete Kristall, der in der Größe zwischen den beiden liegt, lieferte experimentelle Werte zwischen 15% und 25%. Dabei muß jedoch die Entfernung bis zum Detektorschwerpunkt gewählt werden. Für die größeren Entfernungen bzw. die Nahbereiche bei den Beton- bzw. Barytbetonwänden ist eine geringere Detektorempfindlichkeit mit der erreichten Meßgenauigkeit nicht nachweisbar.

In Abb.17 ist der Verlauf des Peak-Verhältnisses P in Abhängigkeit von der Entfernung E zwischen Box und Detektor für die untersuchten Wandmaterialien, Strahlenquellen und Strahlgeometrien dargestellt. Beim kleinsten E-Wert der einzelnen Kurven liegt der Detektor an der Wand an. Bei der A-Geometrie hat P außerhalb des Nahbereichs mit Ausnahme der Betonwand annähernd konstante Werte, deren Größe von der Art des Wandmaterials und der Wanddicke (μx) abhängt. Im Nahbereich ist P wesentlich kleiner, also der relative Streustrahlungsbeitrag größer. Dieser Fall wurde im Meßprogramm b untersucht. Bei der B-Geometrie ist P im ganzen Bereich annähernd konstant.

Im Meßprogramm d wurden Spektren bei Verschiebung des Detektors senkrecht zur Primärstrahlachse direkt hinter der Wand aufgenommen. Bei B-Geometrie nehmen die integrale Zählrate und das Peak-Verhältnis P mit der Verschiebung (Strecke C in Abb.7a, Seite 28) ab. Die Spektren sind mit den entsprechenden des Meßprogramms b identisch. Die seitliche Verschiebung bewirkt also lediglich eine Vergrößerung der effektiven Wanddicke. Bei A-Geometrie tritt schon nach kleiner seitlicher Verschiebung des Detektors, deren Größe von der Strahlendivergenz und dem Kristalldurchmesser abhängig ist, nur noch Streustrahlung auf; das Peak-Verhältnis P strebt also sehr schnell gegen Null. Bei einer Verschiebung um 6 cm reichen die in Richtung wachsender Energie abfallenden Spektren noch bis zur Primärenergie, bei größeren Verschiebungen sind sie je nach Material schon bei kleineren Energien auf Null abgefallen. Als Beispiele sind in den Abb.18a und b die Spektren hinter einer Beton- und

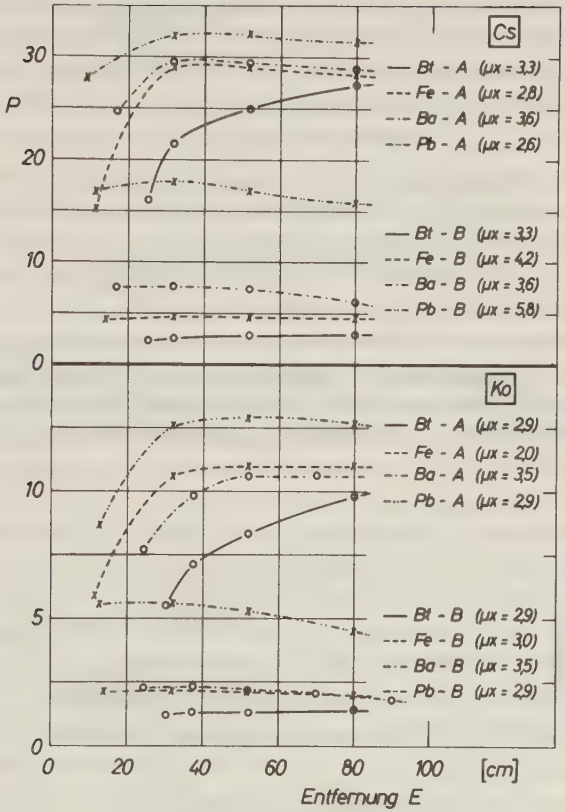

Abb.17. Verlauf des Peak-Verhältnisses P beim Meßprogramm c für Cs- und Co-Strahlung.

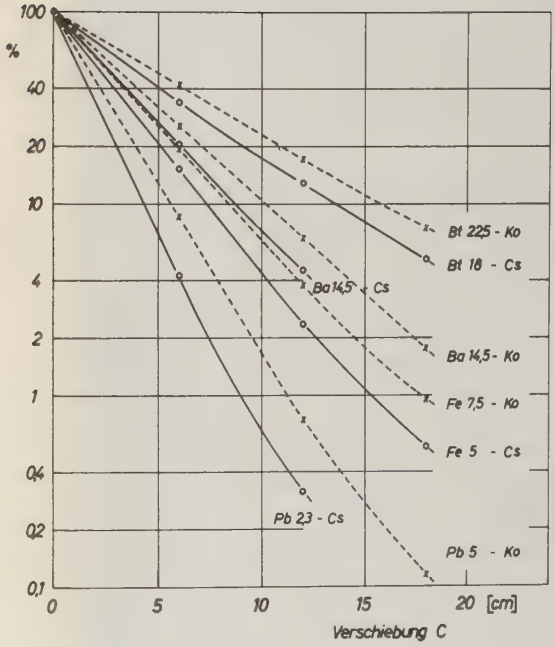

Abb.19. Abhängigkeit der integralen Zählrate der Cs- und Co-Strahlung in A-Geometrie von der seitlichen Verschiebung des Detektors nach Schwächung durch Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwände (Meßprogramm d).

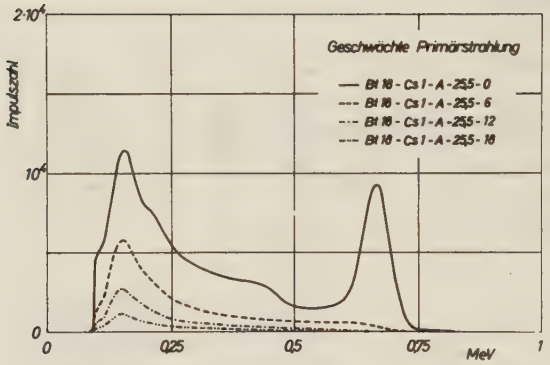

Abb.18a. Impulshöhenspektren der Cs-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch eine Betonwand bei seitlicher Verschiebung des Detektors (Meßprogramm d).

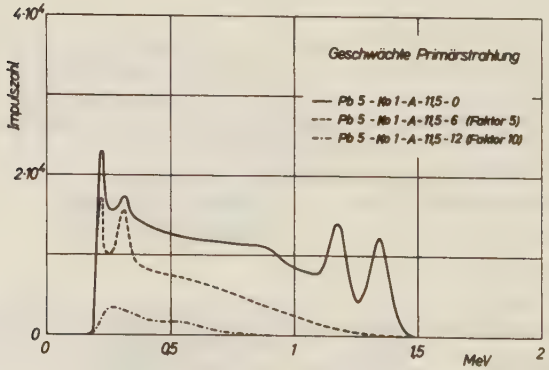

Abb.18b. Impulshöhenspektren der Co-Strahlung in A-Geometrie nach Schwächung durch eine Bleiwand bei seitlicher Verschiebung des Detektors (Meßprogramm d).

Bleiwand für Cs- bzw. Co-Strahlung wiedergegeben. Da der Verlauf von P ungeeignet ist, Unterschiede zwischen den Materialien aufzuzeigen, wurde in Abb.19 (Seite 51) die integrale Zählrate bei A-Geometrie in Abhängigkeit von der Detektorverschiebung C aufgetragen. Der Wert bei der Verschiebung C=0 wurde zu 100% gewählt, um einen direkten Vergleich der Verläufe zu ermöglichen. Die absoluten Werte hängen von Wanddicke, Wandmaterial und Strahlenquelle ab. Die Unterschiede zwischen Beton und Blei betragen für die Verschiebung C=18 cm annähernd zwei Zehnerpotenzen.

Die für C > 6 cm hier allein registrierte Streustrahlung kann den Detektor bei Entstehung in der detektorseitigen Wandoberfläche über den Luftweg erreichen. Die Intensität ist in diesem Fall praktisch nur durch das Abstandsgesetz bestimmt. Bei der Entstehung im Innern der Wand muß sie eine Strecke in der Größenordnung von C im Material zurücklegen. Aus der hier ermittelten Reihenfolge der Materialien bezüglich der Intensität der Streustrahlung (Bt, Ba, Fe, Pb) folgt, daß für die Intensität der seitlichen Streustrahlung die Größe der freien Weglänge in der betreffenden Wand verantwortlich ist, daß also die registrierte Streustrahlung im wesentlichen innerhalb der Wand entsteht. Für diesen Sachverhalt spricht auch die exponentielle Abnahme der Streustrahlungsintensität, wie sie aus Abb.19 (Seite 51) hervorgeht. Bei den oben und in den folgenden Kapiteln über Rückstreumessungen mitgeteilten Ergebnissen liegt Eisen in der Streustrahlungserzeugung vor Barytbeton. Diese Reihenfolge würde sich auch hier bei Auftragung der integralen Zählrate über der in freien Weglängen bezüglich der Streustrahlung gemessenen Verschiebung C ergeben. Es liegen jedoch keine genauen Werte der betreffenden μx vor.

Da die seitlich des Primärstrahls gemessene Streustrahlung von sehr geringer Intensität ist, treten, besonders bei der Co-Quelle, Verfälschungen durch Strahlung, die aus der Vorderwand der Strahlerbox austritt, auf. Diese Strahlung mußte daher bei der Untergrundmessung völlig erfaßt werden. Die dazu notwendige Ausblendung des Primärstrahls vor Auftreffen auf die Wand ohne Beeinflussung der Leckstrahlung aus der Box wurde bei den verschiedenen Meßreihen unter identischen geometrischen Bedingungen durchgeführt.

8. Einfach rückgestreute Strahlung (Sekundärstrahlung).

Die spektrale Verteilung der von Wänden aus Beton, Barytbeton, Eisen und Blei rückgestreuten Strahlung wurde als Funktion der geometrischen Anordnung für Cs- und Co-Primärstrahlung gemessen. Wegen der isotropen Empfindlichkeit erfaßte der Detektor nicht nur die aus einer bestimmten Richtung einfallende Strahlung, sondern die an einem Raumpunkt wirklich vorhandene.

Wie bei den Schwächungsmessungen wurden hier die Rückstreuwände, sofern nicht die Betonwand des Labors eingesetzt werden konnte, auf dem Tisch aufgebaut. Die Box lag horizontal justiert auf zwei Schichten aus Röbalithsteinen; die Kanalachse war senkrecht zur Wand ausgerichtet. Die Kanalachse und die Kristallachse des Detektors lagen parallel in einer horizontalen Ebene. In Abb.7b (Seite 28) ist der Aufbau schematisch in Aufsicht wiedergegeben. Da sich der Detektor nunmehr neben der Box befand und die geringe Rückstreuintensität gemessen werden sollte, mußte die Box zur Reduzierung des Untergrundes zusätzlich mit 5 bis 10 cm Blei abgeschirmt werden. Dadurch war der maximal erfaßbare Rückstreuwinkel bei A-Geometrie festgelegt. Bei B-Geometrie mußte die Wand X etwa 1 cm vor die Box gezogen werden, damit bei Gleichheit der Abstände D und E keine Primärstrahlung auf den Detektor auftraf.

Die Dicke der Rückstreuwand wurde so groß gewählt, daß bezüglich der Rückstreuintensität Sättigung vorlag. Es wird hier auf Monte-Carlo-Berechnungen von BERGER und DOGGETT (14) sowie auf Berechnungen und Messungen von LEIMDÖRFER (81) hingewiesen. Danach ist eine Wanddicke von zwei mittleren freien Weglängen ($\mu x=2$) in jedem Fall ausreichend, bei Blei genügt sogar $\mu x=1$. In Tab.4 sind die gemessenen und zugrundezulegenden Werte der freien Weglänge zusammengestellt. Entsprechend den Abmessungen des zur Verfügung stehenden Materials wurden für die beiden Primärstrahlarten folgende Wanddicken verwendet: Blei 5 cm, Eisen 5 cm, Barytbeton 11,5 cm, Beton 18 cm bzw. 42 cm (Dicke der Laborwand). Die Wandflächen waren: Blei 60x150 cm^2, Eisen 30x60 cm^2, Barytbeton 51,5x145,5 cm^2, Beton 90x150 cm^2 bzw. 300x485 cm^2. Die Fläche der Eisenwand ist für Messungen bei B-Geometrie und größeren Abständen des Detektors von der Box nicht mehr ausreichend; das folgt aus der vergleichs-

weise schnellen Abnahme der integralen Rückstreuung bei Vergrößerung des Abstandes C.

Jedes Rückstreuspektrum wurde mittels Differenzbildung aus dem Bruttospektrum und dem zugehörigen Untergrundspektrum gewonnen. Bei der Messung des Untergrunds war lediglich die Primärstrahlung in Richtung Wand durch 10 cm Blei ausgeschaltet. Bei der B-Geometrie blieb also die von der freiliegenden Quelle ausgesandte Strahlung, die über Rückstreuung am Boden, der Decke und den Seitenwänden des Labors am Detektorort einen Beitrag verursachte, ebenso wie die durch die Wand X geschwächte Primärstrahlung bei der Untergrundmessung annähernd unverändert erhalten.

In den Streuspektren treten nur γ-Energien auf, die kleiner als die Primärenergie sind. Deshalb erwies es sich als zweckmäßig, je nach den geometrischen Verhältnissen als Energiebereiche 0,4; 0,7 und 1,0 MeV bei 200 Kanälen zu wählen. Empfindlichkeitsänderungen wurden wiederum durch Verändern der Hochspannung korrigiert; als Eichstrahler dienten ^{133}Ba und ^{137}Cs. Bei Messungen in B-Geometrie wurde einheitlich mit 5 Min., bei A-Geometrie mit 10 Min. Akkumulationszeit gearbeitet.

Die Bezeichnung der Meßanordnung muß gegenüber der für die geschwächte Primärstrahlung verwendeten leicht abgewandelt werden. Die Wanddicke kann, weil sie konstant ist, weggelassen werden. Anstelle des Abstandes Box-Detektor steht hier der Abstand Wand-Detektor (E). Als seitliche Verschiebung C wird der Abstand Boxseitenwand-Kristallseite definiert (s. Abb.7b, Seite 28).

Bei den einzelnen Meßreihen wurde die seitliche Verschiebung C des Detektors verändert. Das bedeutet bei der A-Geometrie neben der Veränderung der Länge des Sekundärstrahlenweges eine Veränderung des Streuwinkels und bei der B-Geometrie eine Veränderung des erfaßten Streu-Winkelbereiches. Meßreihen wurden für die vier Materialien mit den beiden Primärstrahlungen in A- und B-Geometrie durchgeführt. Dabei war der Abstand E (Detektor-Wand) gleich dem Abstand D (Box-Wand). Zusätzlich wurden bei A-Geometrie Meßreihen mit an der Wand anliegendem Detektor (E=0) aufgenommen.

8.1. Ergebnisse.

In den Abb.20a und b sind als Beispiel Ergebnisse von Meßreihen bei Rückstreuung an der Barytbetonwand mit den beiden Strahlungen in B-Geometrie wiedergegeben; entsprechend in den Abb.21a und b Spektren für A-Geometrie bei Rückstreuung an der Betonwand. Die spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung in B-Geometrie zeigt in beiden Fällen ein Maximum im Bereich von 200 keV, das bei Co gegenüber Cs unter Bevorzugung des niederenergetischen Anteils erheblich verbreitert und geringfügig nach größeren Energiewerten verschoben ist. In beiden Fällen ist mit zunehmender seitlicher Verschiebung C eine Abflachung unter gleichzeitiger Betonung der höheren Energiewerte zu beobachten. So sind nach Abb.20a in der rückgestreuten Cs-Strahlung die Energiewerte >270 keV im seitlichen Abstand von 35 cm stärker vertreten als im Abstand von 12,6 cm, und in 60 cm seitlicher Entfernung treten die Energiewerte >400 keV stärker als in 35 cm Entfernung hervor. Für Co und C=85 cm reicht das Spektrum, das ab 0,5 MeV annähernd geradlinig abfällt, bis 1 MeV, für C=35 cm dagegen nur bis etwa 0,7 MeV; die entsprechenden Zahlen für Cs sind bei C=85 cm: 0,6 MeV, bei C=60 cm: 0,55 MeV. Mit wachsendem C werden unter immer kleineren Winkeln gestreute, also energiereichere Quanten erfaßt. Am niederenergetischen Ende der mit der Barytwand erhaltenen Spektren fällt die Fluoreszenzstrahlung des in der Wand enthaltenen Bariums (K_{α_1} bis K_{β_2}, $\bar{E}$=33 keV) in den Meßbereich. Die überlagerte Linie von 74 keV, die bei B-Geometrie auftritt, rührt von der Fluoreszenzstrahlung der Bleiabschirmung der Box her (s. unten).

Die Spektren bei A-Geometrie (Abb.21a und b) können in zwei Bereiche unterteilt werden, einen mehr oder weniger ausgeprägten Gipfel und ein links davon liegendes Kontinuum. Der Gipfel ist bei den Spektren der Cs-Strahlung ausgeprägter als bei der aus 2 Linien bestehenden Co-Strahlung. Er tritt mit wachsendem C, also kleiner werdendem Streuwinkel, zugunsten des Kontinuums zurück und rückt nach rechts. Er entsteht durch in der Wand einmal gestreute Quanten. Quanten, die unter kleineren Winkeln einmal gestreut wurden, also noch höhere Energie haben, können den Detektor aus geometrischen Gründen nicht erreichen. Dadurch erklärt sich der zu hohen

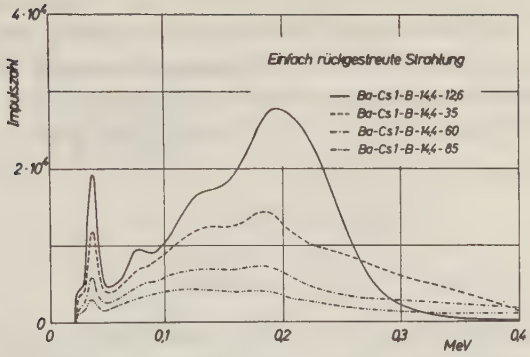

Abb.20a. Impulshöhenspektren der an einer Barytbetonwand rückgestreuten Cs-Strahlung in B-Geometrie.

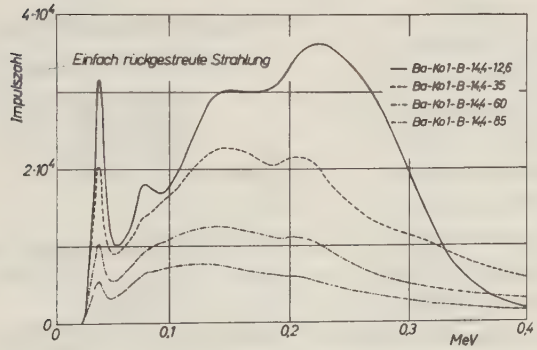

Abb.20b. Impulshöhenspektren der an einer Barytbetonwand rückgestreuten Co-Strahlung in B-Geometrie.

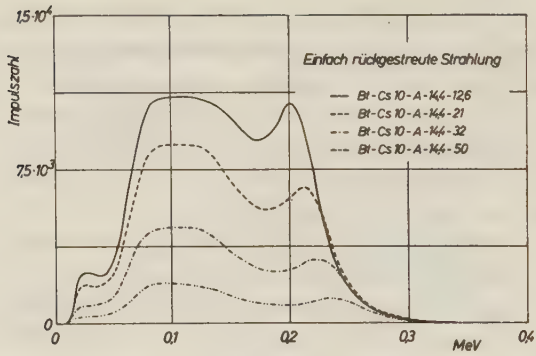

Abb.21a. Impulshöhenspektren der an einer Betonwand rückgestreuten Cs-Strahlung in A-Geometrie.

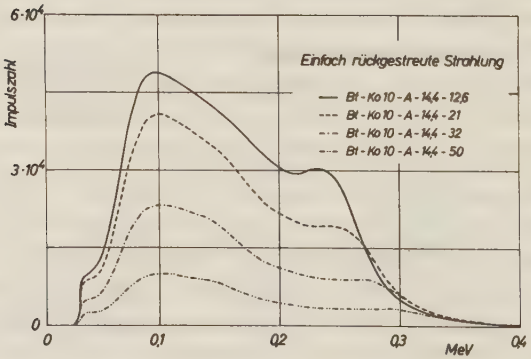

Abb.21b. Impulshöhenspektren der an einer Betonwand rückgestreuten Co-Strahlung in A-Geometrie.

Energien begrenzte Bereich der Spektren. Der Bereich der möglichen Einfach-Streuwinkel ist durch die geometrische Anordnung, also die Divergenz des Primärstrahls und die Ausdehnung des Szintillationskristalls bestimmt. Die Lage des Gipfels ergibt sich aus der Abhängigkeit der Energie der Sekundärquanten vom Streuwinkel und von der Primärenergie beim Compton-Effekt. Für diesen Zusammenhang gilt:

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1+\gamma_0(1-\cos\theta)}$$

mit $\gamma = \frac{h\nu}{m_0c^2} = \frac{Q\ (MeV)}{0,511}$, wobei γ_0 für das primäre und γ für das sekundäre Photon steht und Q die Quantenenergie bedeutet. Aus Abb.22 folgt für den Streuwinkel θ, wenn der Kristallmittelpunkt als Detektorort angenommen wird:

$$tg\ (\theta-90^\circ) = -ctg\ \theta = \frac{E+d}{C+b+d}\ .$$

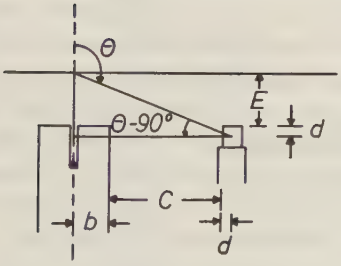

Abb.22 Zur Berechnung des Streuwinkels θ.

Aus den angegebenen Beziehungen wurden die theoretischen Energien Q_{theor} der einmal gestreuten Quanten, die den Detektor bei den verschiedenen geometrischen Anordnungen und Strahlenquellen treffen, berechnet. Die Ergebnisse sind in Tab.5 den experimentellen Werten Q_{exp}, die sich aus der Lage des Einfachstreugipfels ergeben, gegenübergestellt. Die experimentell bestimmten Energien sind durchweg kleiner als die theoretischen. Während die Werte für die Barytbeton-, Eisen- und Bleiwand untereinander innerhalb der Meßgenauigkeit (ungefähr 2%) übereinstimmen, sind die Energien bei Rückstreuung an der Betonwand stärker reduziert. Das erklärt sich durch die Tatsache, daß die Streuzentren nicht direkt an der Oberfläche der Streuwände liegen. Die dadurch bedingte Ab-

C (cm)	Strahlenquelle: ^{137}Cs						Strahlenquelle: ^{60}Co					
	Q_{theor}	Q_{exp}(Pb)	Q^1_{theor}	Q_{exp}(Bt)	ΔQ_{theor}	ΔQ_{exp}	Q_{theor}	Q_{exp}(Pb)	Q^1_{theor}	Q_{exp}(Bt)	ΔQ_{theor}	ΔQ_{exp}
2,6	203		196	185	7							
7,6	211	201	203	195	8	6	248		234	225	14	
11	217		208	199	9							
12,6	219		209	201	10		259	246	242	234	17	12
16	224	212	214	205	10	7	266		247	~236	19	
21	229		219	215	10		274	~258	255	~249	19	9
22	230		220	217	10							
27	236	225	225	220	11	5						
32	240		229	223	11		288	~279	269	~267	19	12
45	248	238	239	231	9	7						
50	250		242	237	8		305	~295	287	~288	18	7

Tab.5. Vergleich von theoretischen und experimentellen Energiewerten der Strahlungsquanten, die durch einen einmaligen Compton-Prozeß rückgestreut wurden (Energiewerte Q in (keV)).

standsvergrößerung, die bei der Betonwand wegen der großen Eindringtiefe der Strahlung am stärksten ist, bewirkt eine Vergrösserung des erfaßten Streuwinkels. In der Annahme, daß die Streuzentren im Mittel eine freie Weglänge bezüglich der Primärstrahlung hinter der Oberfläche der Wand liegen, wurden die Energien Q^1_{theor} für die Rückstreuung der Cs- und Co-Strahlung an einer Betonwand berechnet. Aus Tab.5 geht hervor, daß die Differenzen $\Delta Q_{theor} = Q_{theor} - Q^1_{theor}$ größer sind als die Differenzen ΔQ_{exp} zwischen den Energien Q_{exp}(Pb) bei der Blei- und Q_{exp}(Bt) bei der Betonwand (für Blei ist die Größe der freien Weglänge vernachlässigbar). Aus den Abweichungen kann gefolgert werden, daß die Streuzentren bei Beton im Mittel in einer Tiefe von ungefähr 2/3 x_{fr} liegen. Der verbleibende Fehlbetrag der experimentellen Rückstreuenergien von im Mittel 4,5% erklärt sich durch die Auflagerung des Einfachstreugipfels auf die abfallende Flanke des Kontinuums.

Das Kontinuum entsteht durch zweimal oder häufiger gestreute Quanten. Bei der Streuung um einen vorgegebenen Winkel θ mittels zweier Streuprozesse ist die Energie gegenüber derjenigen bei nur einem Streuprozeß grundsätzlich geringer, wobei der Unterschied mit wachsendem θ kleiner wird (65). Die Spektren bei A-Geometrie sind für Co-Strahlung bei 400 keV, für Cs-Strahlung bei 300 keV annähernd auf Null abgefallen, wobei sich die hochenergetischen Flanken der Spektren für verschiedene Werte von C im Gegensatz zur B-Geometrie nur unwesentlich unterscheiden. Dieser Sachverhalt ist darauf zurückzuführen, daß sich der Streuwinkel in diesem Fall nur wenig ändert und allgemein $>90^\circ$ bleibt.

In den B-Spektren kann man ebenfalls die beiden Bereiche unterscheiden. Sie sind aber nicht mehr so gut abzugrenzen, und an den Einfachstreugipfel, der nur angedeutet und verbreitert ist, schließt sich nach rechts vor allem für größere C ein langsam abfallendes Kontinuum an. Der Gipfel, der im Bereich um 200 keV liegt, entsteht im wesentlichen durch einmal rückgestreute Quanten, die ungefähr senkrecht aus der Wand austreten bzw. auf sie auftreffen und den Detektor erreichen, das höherenergetische abfallende Kontinuum durch einmalige Rückstreuung der schräg auf die Wand auftreffenden Strahlung, für die der Rückstreuwinkel θ

kleiner ist als bei senkrechtem Einfall bzw. Austritt der Quanten.

Der kleinstmögliche Rückstreuwinkel Θ_{min} tritt dann auf, wenn der Einfallswinkel gleich dem Reflexionswinkel ist. Mit D als Abstand der Quelle und des Detektors von der Wand und x als Verschiebung des Auftreffpunkts des Strahls gegenüber demjenigen bei senkrechtem Auftreffen folgt das aus den beiden Beziehungen:

$$\Theta = \text{arc tg}\,\frac{D}{x} + \text{arc tg}\,\frac{D}{C+b+d-x} \quad \text{und} \quad \frac{d\Theta}{dx} = 0$$

mit der Lösung:

$$\text{tg}\,\frac{\Theta_{min}}{2} = \frac{2D}{C+b+d}\,.$$

In Tab.6 sind die berechneten Rückstreuwinkel Θ_{min} für die verschiedenen Werte C der seitlichen Detektorverschiebung sowie die zugehörigen Quantenenergien Q_{max} für beide Primärstrahlarten angegeben. Diese errechneten größtmöglichen Rückstreuenergien bei B-Geometrie sind in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren.

C (cm)	Θ_{min}	Q_{max}(Cs) (keV)	Q_{max}(Co) (keV)
12,6	73°	346	457
35	42°54'	492	755
60	28°58'	570	957
85	21°46'	606	1063

Tab.6. Quantenenergien für die kleinstmöglichen Streuwinkel Θ_{min}.

Die Messungen bei an der Rückstreuwand anliegender Detektorstirnfläche (E=0) und A-Geometrie geben Aufschluß über die Energieverteilung der annähernd streifend aus der Wand austretenden Streustrahlung. Hierbei mußte die Vorderwand der Strahlerbox zur Reduzierung der Leckstrahlung, die den Detektor direkt treffen kann, mit einer 5 cm dicken Bleischicht verstärkt werden. In Abb.23 sind die Spektren bei Rückstreuung der Cs-Strahlung durch die Betonwand wiedergegeben. Bei den Spektren für die Co-Strahlung ist der Einfachstreugipfel wegen der höheren Primärenergie weiter nach rechts geschoben und nicht so gut abgesetzt. Mit den übrigen Wandmaterialien ergeben sich, abgesehen von der geringeren Rückstreuintensität, lediglich im niederenergetischen Teil quantitative Unterschiede. Die auftretende Blei-Fluoreszenzlinie stammt von der Vorderwandverstärkung der Box, die als Verlängerung des Strahlenka-

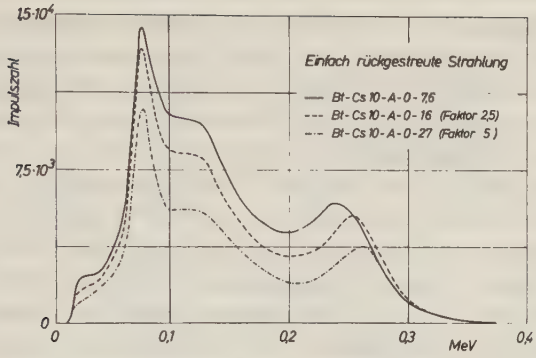

Abb.23. Impulshöhenspektren der an einer Betonwand rückgestreuten Cs-Strahlung in A-Geometrie (an der Wandoberfläche gemessen).

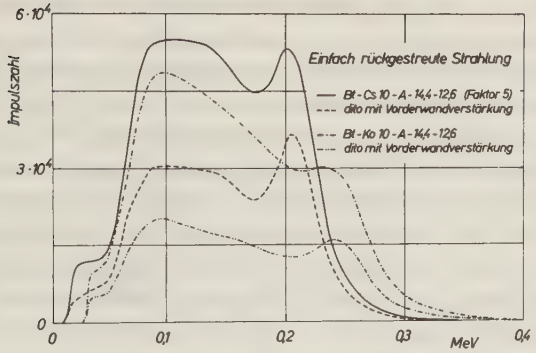

Abb.25. Impulshöhenspektren der an einer Betonwand rückgestreuten Cs- und Co-Strahlung mit und ohne Vorderwandverstärkung der Strahlerbox.

nals streifend von Primärstrahlung getroffen wird. Die Zahl der rückgestreuten Quanten ist für die Detektorlage E=0, C=7,6 cm bei Berücksichtigung des Einflusses der Boxvorderwandverstärkung etwa gleich groß wie für E=14,4 cm, C=7,6 cm, nimmt jedoch mit größer werdendem C wesentlich schneller ab als bei E=14,4 cm, da die Streustrahlung bei anliegendem Detektor einen größeren Weg im Wandmaterial zurücklegen muß. Gleichzeitig rückt der Einfachstreugipfel nach rechts, und der vom Detektormittelpunkt gesehene Streuwinkel θ nähert sich dem Wert 90°. Für $\theta=90°$ erhält man als Quantenenergie $\gamma = \gamma_0/(1+\gamma_0)$. Das ist für Cs 288 keV, für Co 362 keV; nach Abb.23 liefert das Experiment für die Betonwand und C=27 cm 264 bzw. 336 keV. Die Extrapolation der gemessenen Energiewerte auf $C = \infty$ und damit $\theta=90°$ liefert gute Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Bei der Bleiwand sind die experimentellen Energiewerte verglichen mit denen bei der Betonwand je nach der Größe von C um 4 bis 8 keV größer. Diese Verschiebung ist auf die näher an der Außenfläche gelegenen Streuzentren und die damit verbundenen kleineren Streuwinkel zurückzuführen.

Um die Unterschiede in den Rückstreueigenschaften der einzelnen Wandmaterialien zu demonstrieren, wurden unter gleichen Bedingungen gewonnene Spektren in ein Diagramm übertragen. In den Abb.24a und b sind als Beispiel Rückstreuspektren für die kleinsten C-Werte bei Cs-Primärstrahlung in A- und B-Geometrie wiedergegeben. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit wurden drei Spektren in Abb.24a mit den angegebenen Faktoren versehen. Als erstes fällt der große Unterschied in der Zahl der rückgestreuten Quanten (Albedo) der Materialien auf. In der Reihenfolge Beton, Eisen, Barytbeton, Blei, also mit wachsender Ordnungszahl Z, nimmt die integrale Rückstreuung stark ab. Die Verhältniszahlen für die in Abb.24b wiedergegebenen Spektren der rückgestreuten Cs-Strahlung in B-Geometrie sind Pb:Ba:Fe:Bt = 1:1,8:2,9:4,9; bei Verwendung der Co-Quelle ergaben sich mit Pb:Ba:Fe:Bt = 1:1,9:2,8:4,8 ähnliche Werte. Die entsprechenden Verhältniszahlen für Cs in A-Geometrie (Abb.24a) lauten 1:2,5:5,5:10,2 und für Co-Primärstrahlung 1:2,3:3,9:6,3. Bei A-Geometrie sind also die Rückstreuunterschiede der Materialien noch ausgeprägter als bei B-Geometrie, und zwar am stärksten bei der Cs-Strahlung. Die angegebenen Verhältniszahlen gelten für

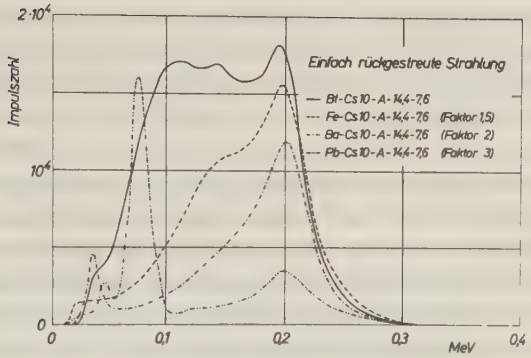

Abb.24a. Impulshöhenspektren der an Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwänden rückgestreuten Cs-Strahlung in A-Geometrie.

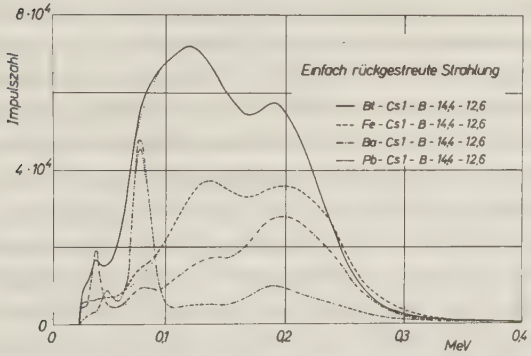

Abb.24b. Impulshöhenspektren der an Beton-, Eisen-, Barytbeton- und Bleiwänden rückgestreuten Cs-Strahlung in B-Geometrie.

die kleinsten C-Werte. Sie werden bei Vergrößerung des seitlichen Detektorabstandes in allen Fällen etwas kleiner.

Während das Verhältnis der Albedos für Co- und Cs-Strahlung bei B-Geometrie für alle vier Materialien etwa 1,8 beträgt, sind die Werte bei A-Geometrie und C=7,6 (in Klammern für C=27) für Bt 2,7 (2,8), Fe 3,5 (3,7), Ba 4,4 (4,8), Pb 4,9 (5,2). Zur Berechnung dieser Werte wurden Meßergebnisse bei verstärkter Boxvorderwand verwendet, weil die Rückstreuung der Leckstrahlung die Ergebnisse beeinflußt (s. unten). Bei senkrechtem Auftreffen der Primärstrahlung wird also die in der Wand gestreute Cs-Strahlung auf ihrem Weg innerhalb der Wand wesentlich stärker geschwächt als die Co-Strahlung. Der Unterschied ist dabei umso ausgeprägter, je größer die Ordnungszahl des Wandmaterials ist. Bei annähernd streifendem Auftreffen der Primärstrahlung hat die Streustrahlung im Wandmaterial nur einen kleinen Weg zurückzulegen, so daß die Schwächung der Streustrahlung für die verwendeten Quantenenergien und Ordnungszahlen gering bleibt. Diese Folgerungen aus dem Albedo-Verhältnis der beiden Primärstrahlenarten bei A- und B-Geometrie erklären die wesentlich größeren Verhältniszahlen für die verschiedenen Materialien bei A-Geometrie im Vergleich zu denen bei B-Geometrie sowie die Übereinstimmung der entsprechenden Verhältniszahlen bei B-Geometrie und die Verschiedenheit bei A-Geometrie für die beiden Strahlenquellen. Die Reihenfolge der untersuchten Materialien bezüglich ihrer Rückstreufähigkeit stimmt mit ihrer Reihenfolge bezüglich des Aufbaus niederenergetischer Quanten im Spektrum der durchgehenden Strahlung überein (s. Kap.7).

Beim Vergleich der Verläufe der Spektren zeigt sich, daß das Verhältnis des Einfachstreugipfels zum Mehrfachstreukontinuum bei geringem seitlichem Abstand des Detektors mit wachsender Ordnungszahl Z des Streumaterials zunimmt, bis bei Blei die Einfachstreuung überwiegt. Bei Vergrößerung des seitlichen Abstands tritt der Einfachstreugipfel immer mehr zurück und ist im Abstand von 45 bzw. 50 cm bei allen Streumaterialien nur noch schwach zu erkennen. Diese Gesetzmäßigkeit liegt sowohl bei A- und B-Geometrie als auch bei Cs- und Co-Strahlung vor. Bei der Co-Strahlung ist lediglich der Anteil des Kontinuums am Spektrum für ein bestimmtes Material größer. Die untere Grenze des Kontinuums liegt bei einer

Energie der Quanten, die durch den Photoeffekt in dem betreffenden Material bestimmt wird. Weitere Energieabnahme durch einen Streuprozeß führt zur sofortigen Absorption. Da der Wirkungsquerschnitt pro Elektron für die Photoabsorption mit Z^3 zunimmt, der für den Compton-Effekt dagegen konstant bleibt, muß mit wachsendem Z eine Beschneidung des Mehrfachstreukontinuums am niederenergetischen Ende eintreten.

Für die Rückstreuung im Energiebereich des Einfachstreugipfels ergeben sich wegen der Unterschiede in der Form der Spektren von den oben angegebenen integralen Ergebnissen abweichende Verhältniszahlen. Für Cs-Strahlung in B-Geometrie und C=12,6 (s. Abb.24b) ist Pb:Ba:Fe:Bt = 1:2,9:3,7:5,9 , für Co-Strahlung und dieselbe Anordnung = 1:2,7:3,1:5,0. Bei der A-Geometrie gelten für die Cs-Strahlung und C=7,6 die Verhältniszahlen 1:5,1:8,9:13,2 und für die Co-Strahlung und C=12,6 1:3,8:4,8:6,0. Der Unterschied zu den Verhältniszahlen der integralen Zählrate zeigt sich vor allem in dem vergrößerten Abstand von Blei zu den anderen Materialien, während Barytbeton und Eisen einander näher gerückt sind. Während bei Beton und Eisen keine und bei Barytbeton eine vergleichsweise geringe Fluoreszenzlinie im Spektrum auftreten, ist bei der Bleiwand die K-Linie ($K_{\alpha 1}$ + $K_{\alpha 2}$, 74 keV) ein wesentlicher Bestandteil des Rückstreuspektrums. Ihr relativer Beitrag kann ähnlich wie der Beitrag der Strahlung im Photopeak bei den Schwächungsspektren durch eine Zahl charakterisiert werden. Wir definieren 10^{-3}·S als Höhe der Fluoreszenzlinie im Blei-Rückstreuspektrum dividiert durch die integrale Impulsrate. Für die Cs-Strahlung ergaben sich bei entsprechenden Spektren größere S-Werte als für die Co-Strahlung. Beispielsweise überstreicht S (200 Kanäle $\hat{=}$ 400 keV) bei Berücksichtigung der Quanten mit Energien bis 700 keV für B-Geometrie, Cs-Strahlung und Abstände C von 12,6 bis 85 cm die Werte 42,6 bis 20,0 während die entsprechenden Werte für Co-Strahlung 34,2 bis 15,7 sind. Für A-Geometrie, Cs-Strahlung und Abstände C von 7,6 bis 45 cm überstreicht S die Werte 51,8 bis 43,1 , für A-Geometrie, Co-Strahlung und Abstände C von 12,6 bis 50 cm die Werte 38,5 bis 27,1. Die Abnahme von S bei Vergrößerung des Abstandes C läßt sich durch die cosinusähnliche Verteilung der Fluoreszenzstrahlung erklären. Die gegenüber den S-Werten der rück-

gestreuten Co-Strahlung größeren S-Werte der rückgestreuten Cs-Strahlung sind durch die kleinere, näher an der Resonanzenergie liegende, Energie der primären und einfach gestreuten Photonen bedingt.

In Abb.24b tritt bei den Spektren für die Barytbeton- und die Eisenwand und, nicht so deutlich sichtbar, bei dem Spektrum für die Betonwand die Bleifluoreszenzlinie auf. Diese Strahlung entsteht in der Bleiabschirmung der Strahlerbox bei direkter Bestrahlung durch die außen liegende Quelle. Die Korrektur ihres Beitrages ist in Abb.24b mittels punktierter Linien eingezeichnet.

Die Verstärkung der Vorderwand der Strahlerbox bei A-Geometrie durch eine 5 cm dicke Bleischicht bewirkt neben einer Abnahme der integralen Rate der rückgestreuten Strahlung um 43% bei Cs und 63% bei Co eine geringfügige Änderung des Spektrenverlaufes. In Abb.25 (Seite 63) sind zwei Beispiele für die Cs- und Co-Strahlung wiedergegeben. Die nach Anbringung der Vorderwandverstärkung aufgenommenen Spektren zeigen infolge der Verminderung des Kontinuums einen hiervon stärker abgesetzten Einfachstreugipfel. Da die Leckstrahlung relativ mehr niederenergetische Anteile als die Primärstrahlung besitzt, ist auch ihr Beitrag zur rückgestreuten Strahlung im niederenergetischen Bereich größer. Der beachtliche Beitrag der sehr schwachen Leckstrahlung (s. Kap.6.1.) zur rückgestreuten Strahlung hat seine Ursache in der gegen den Querschnitt des Strahlenkanals großen Quellfläche der Leckstrahlung. Für die Rückstreuung an der Bleiwand bewirkt die Vorderwandverstärkung eine Erniedrigung des Fluoreszenzpeak-Verhältnisses S, beispielsweise für das Spektrum Pb-Ko10-A-14,4-12,6 von 38,5 auf 31,5.

9. Zweifach rückgestreute Strahlung (Tertiärstrahlung).

Spektren der Tertiärstrahlung wurden in Abhängigkeit von der Energie und Geometrie der Primärstrahlung und vom Material und von der Anordnung der Streuwände aufgenommen. Die Tertiärstrahlung entsteht auf folgende Weise: die Primärstrahlung in A- oder B-Geometrie trifft auf die erste Wand. Die von der Art des Wandmaterials bezüglich Intensität und Qualität abhängige rückgestreute Strahlung

(Sekundärstrahlung) trifft auf eine zweite Wand, die nun ihrerseits einen Teil der Sekundärstrahlung mit verringerter Energie als Tertiärstrahlung rückstreut. Da es sich bei dem zu untersuchenden Problem um zwei örtlich getrennte Streuprozesse handelt, sind die Variationsmöglichkeiten sehr groß. Neben dem Normalfall, daß beide Wände aus demselben Material bestehen, können auch Kombinationen verschiedenartiger Wände gewählt werden, wobei deren Reihenfolge ins Ergebnis eingeht. Weiterhin gibt die relative Anordnung der Wände Variationsmöglichkeiten. Die wichtigsten sind parallele und senkrechte Ausrichtung. Erschwerend wirkt sich die geringe Intensität der Tertiärstrahlung aus, die eine starke Abschirmung der Strahlenquelle sowie der austretenden Primärstrahlung in bestimmten Richtungen notwendig macht. Ferner müssen die einzelnen Strahlenfelder sorgfältig gegeneinander abgeschirmt werden, so daß die Primärstrahlung nur die erste Wand treffen und der Detektor nur die zweite Wand sehen kann. Dabei muß ein Kompromiß zwischen den benötigten dicken Abschirmwänden einerseits und der Forderung nach großen Rückstreuwinkelbereichen und kleinen Dimensionen der Versuchsanordnung andererseits getroffen werden. Letzteres ist wegen der geringen Tertiärstrahlungsintensität und zur Reduzierung des Einflusses von Streuungen an den umgebenden Wänden erforderlich.

Der Versuchsaufbau bei paralleler Ausrichtung der beiden Streuwände ist schematisch in Abb.7c (Seite 28) dargestellt. Die Bleiwand X verhindert, daß Primärstrahlung bei B-Geometrie die zweite Streuwand W_2 sowie die Bleiwand Y ungeschwächt trifft, gestattet jedoch eine volle Ausleuchtung der ersten Streuwand W_1. Die Bleiwand Y hält Sekundärstrahlung und eventuelle Tertiärstrahlung aus der Bleiwand X vom Detektor fern, so daß dieser nur die Streuwand W_2 sieht und die interessierende Tertiärstrahlung registriert. An den Abschirmwänden entstehende Streustrahlung kann den Detektor nur über eine zusätzliche Rückstreuung, also als Quartärstrahlung, erreichen. Das bewirkt unter Berücksichtigung der ungünstigen geometrischen Bedingungen eine etwa um den Faktor 100 gegenüber der zu messenden Tertiärstrahlung geringere Intensität. Bei Primärstrahlung in A-Geometrie entfällt die Bleiwand X. Die Dicke der Rückstreuwände W_1 bei Verwendung der verschiedenen Materialien war

gleich groß wie bei den Messungen der einfach rückgestreuten Strahlung (Kap.8). Die Rückstreuwand W_2 konnte wegen der niedrigeren maximalen Energie der Sekundärstrahlung jeweils eine geringere Dicke haben. Die Werte für die einzelnen Wände sind bei den Spektren angegeben.

Analog den oben beschriebenen Messungen wurden Differenzmessungen gegen die Untergrundstrahlung durchgeführt. Diese wurde bei A-Geometrie auf zwei verschiedene Arten gemessen: erstens durch Ausschaltung der in Richtung W_1 austretenden Primärstrahlung und zweitens durch Entfernen der Streuwand W_2, so daß der Strahlengang der Primär- und Sekundärstrahlung unverändert blieb, jedoch keine Tertiärstrahlung entstehen konnte. Bei B-Geometrie wurde nur die zweite Methode verwendet, weil die exakte Ausschaltung der Primärstrahlung ohne Beeinflussung des Störstrahlungsfeldes nicht möglich war.

Die Meßanordnung wurde auf zwei L-förmig zusammengestellten Labortischen aufgebaut, so daß die Streuwand W_2 auf einem Laborwagen in Stellung gefahren bzw. entfernt werden konnte. Durch Anschläge des Laborwagens an den beiden Tischen war für eine gleichbleibende Stellung der Wand W_2 gesorgt. Die Strahlerbox lag auf drei Schichten aus Barytsteinen mit einer Höhe von 22 cm, so daß sich die Strahlenquelle 32 cm über der Tischplatte befand. In der gleichen Höhe lag der Mittelpunkt des Detektorkristalls. Die Box wurde seitlich und oben mit einer 10 cm dicken Bleischicht abgedeckt. Die Wände W_1, W_2, X und Y hatten eine Höhe von 60 cm. Der Abstand zwischen der Box und der Wand W_1 betrug 20 cm. Ein Abstand von 14,4 cm wie bei den Rückstreumessungen in Kap.8 hätte wegen der 10 cm starken Bleischicht neben der Box die Rückstreuwinkel zu sehr eingeschränkt (s. auch Abb.26b). Bei der Mehrzahl der Messungen betrug der Abstand E zwischen Detektorstirnfläche und Wand W_2 ebenfalls 20 cm. Die relative Lage des Detektors zur Bleiwand Y legt den Sichtwinkel des Detektors für die Tertiärstrahlung fest und beeinflußt somit die Zählrate. Bei den vergleichenden Messungen wurde der Sichtwinkel konstant gehalten. Die Hinterseite des Detektors war gegen Streustrahlung der Laborwand abgeschirmt. Diese rührte von Primärstrahlung her, die die Wand W_1 entweder durchdrungen oder seitlich passiert hatte. Für die Messungen in

A-Geometrie war die Box mit einer 5 cm dicken Vorderwandverstärkung aus Blei versehen.

Der Energiebereich von 400 keV reichte in jedem Fall aus. Als Eichstrahler zur Überprüfung der Verstärkungsstabilität diente ^{133}Ba. Die Akkumulationszeit für ein Spektrum betrug bei B-Geometrie 5 Min. und bei A-Geometrie 10 Min., in Fällen sehr geringer Tertiärstrahlungsintensität 20 Min.. Die Bezeichnung der Meßanordnung in den Abbildungen stimmt mit derjenigen bei der einfach rückgestreuten Strahlung überein. Es wurde lediglich hinter dem Zeichen für das Material der ersten Streuwand und deren Dicke in cm die entsprechende Bezeichnung für die zweite Streuwand eingefügt.

Die Abhängigkeit der Tertiärstrahlungsspektren von den geometrischen Gegebenheiten wurde in Vorversuchen ermittelt, bei denen die Wände W_1 und W_2 aus Beton bestanden. Die veränderten Parameter waren: 1) der seitliche Detektorabstand C, wobei die Bleiwand Y unter Beibehaltung der Lage bezüglich des Detektors mitgeführt wurde (gleicher Detektorsichtwinkel), 2) der Abstand E der Detektorstirnseite von der Streuwand W_2, ebenfalls bei gleichbleibendem Detektorsichtwinkel, 3) die Dicke der Streuwände W_1 und W_2 und 4) die Vorderwandverstärkung bei A-Geometrie. In den darauffolgenden Meßreihen wurde der Einfluß der Ordnungszahl Z und der Reihenfolge der Rückstreuwände auf die Spektren bei unveränderter Geometrie untersucht. Aus den n^2, also 16, möglichen Wandkombinationen wurden die 7 Kombinationen (2n-1) der Betonwand mit den vier verschiedenen Wänden ausgewählt, wobei einmal das Material der Streuwand W_1, zum andern das der Streuwand W_2 variiert wurde. Die Ergebnisse der restlichen Kombinationen lassen sich aus den gemessenen abschätzen. Die Meßreihen wurden für Cs- und Co-Strahlung in A- und B-Geometrie durchgeführt, und zwar bei A-Geometrie nach den beiden oben beschriebenen Verfahren.

Der Versuchsaufbau bei senkrechter Ausrichtung der beiden Streuwände ist in Abb.26a maßstabsgetreu in Aufsicht dargestellt. Bei den Rückstreuwänden W_1 und W_2 handelte es sich um die Betonwände einer Ecke des Laborraumes. Da die Ergebnisse direkt mit denen bei parallelen Wänden vergleichbar waren, konnte von der Ausmessung

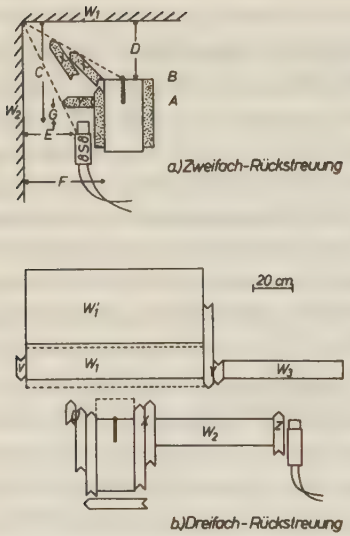

Abb.26. Darstellung des Aufbaus zur Messung der Tertiärstrahlung an zueinander senkrecht stehenden Wänden und der Quartärstrahlung an parallelen Wänden.

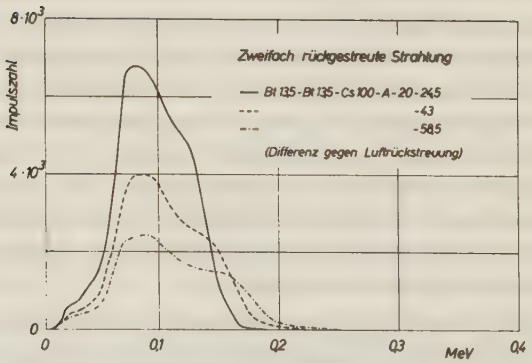

Abb.27. Impulshöhenspektren der an Betonwänden zweifach rückgestreuten Cs-Strahlung in A-Geometrie.

anderer Materialkombinationen abgesehen werden. Der Aufbau von Strahlerbox und Detektor entsprach dem oben beschriebenen. Der Abstand D zwischen Box und Wand W_1 betrug hier 29 cm, der Abstand F zwischen Box und Wand W_2 41 cm und der Abstand E zwischen Kristallseite und Wand W_2 27,6 cm. Die Bleiwand X diente bei B-Geometrie wieder zur Beschränkung des Primärstrahlenfeldes auf die Wand W_1. Bei A-Geometrie konnte sie entfernt werden, wodurch ein größerer Bereich der Wand W_2 von Sekundärstrahlung getroffen wurde. Die Bleiwand Y schirmte den Detektor gegen Sekundärstrahlung aus der ersten Rückstreuwand W_1 ab.

Bei den Meßreihen für die beiden Strahlenquellen in A- und B-Geometrie diente der Detektorabstand C als Parameter. Dabei wurde die Bleiwand Y unter konstantem Abstand G zum Detektor (Abb.26a) mit diesem verschoben, um zu vermeiden, daß Sekundärstrahlung der Wand W_1 unter der Bleiwand hindurch bzw. darüber hinweg den Detektor erreichte. Gleichzeitig bestimmt die Größe von G den Sichtwinkel des Detektors für die zweifach rückgestreute Strahlung. Bei der Veränderung des Abstandes C bleibt dieser Sichtwinkel also konstant, der gesehene Bereich der Wand W_2 ändert sich jedoch. Um den Einfluß der Größe des vom Detektor gesehenen Bereichs der zweiten Streuwand auf die Form der Spektren zu untersuchen, wurde bei einer Meßreihe bei konstantem, großem Abstand C die Größe von G verändert. Gleichzeitig mußte die Bleiwand Y zur ausreichenden Abschirmung der Sekundärstrahlung bei großem Abstand G verbreitert werden.

9.1. Ergebnisse.

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Tertiärstrahlungsspektren von geometrischen Veränderungen der Meßanordnung führte bei Meßprogramm 1 für zunehmenden Detektorabstand C zu einer Verringerung der integralen Zählrate bei gleichzeitiger Verbreiterung der Spektren nach rechts. In Abb.27 ist das Beispiel für die Cs-Strahlung wiedergegeben. Die Co-Spektren zeigen trotz der wesentlich höheren Primärenergie denselben Verlauf; sie sind lediglich etwas breiter; die Schultern an der rechten Flanke liegen hier im Mittel um 13 keV

weiter rechts. Diese Schultern rühren von den Quanten her, die in beiden Wänden nur eine einzige Streuung erfahren haben. Bei Vergrößerung des Detektorabstandes C werden die mittleren Streuwinkel θ_1 an der Wand W_1 und θ_2 an der Wand W_2 kleiner. Die Berechnung der zweimaligen Compton-Streuung bestätigt die Größenordnung der den Schultern entsprechenden, also experimentell gewonnenen, Quantenenergien von 124, 142 und 155 keV für Cs bzw. 134, 155 und 170 keV für Co bei C=24,5; 43 und 58,5 cm. Die Rechnung liefert eine Verbreiterung der Co- gegen die Cs-Spektren von 15 bis 20 keV.

Die Verkleinerung des Detektorabstandes E zur Wand W_2 (Meßprogramm 2) bewirkte eine geringfügige Zählratenerhöhung ohne Veränderung der Spektrenform. Die Erhöhung der Tertiärstrahlungsintensität bei Annäherung an die Streuwand wird im wesentlichen durch den bei konstantem Detektorsichtwinkel kleineren wirksamen Wandbereich kompensiert. Im Meßprogramm 3 wurde die Verringerung der Rückstreuintensität bei abnehmender Dicke jeweils einer der beiden Streuwände gemessen. Die Ergebnisse sind in Tab.7 zusammengefaßt. Die prozentuale Abnahme bei A- und B-Geometrie ist unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit gleich groß. Bei Verringerung der Dicke der Wand W_1 ist die Abnahme der Intensität der Tertiärstrahlung gleich derjenigen der Sekundärstrahlung. Diese wurde in der Literatur eingehend untersucht (s. Kap.8). Die in Tab.7 bei Verminderung der Dicke von W_1 für Tertiärstrahlung angegebenen Werte stimmen gut mit den Literaturwerten für Sekundärstrahlung überein. Bei Verringerung der Dicke der Wand W_2 setzt die Intensitätsabnahme wegen der Energiedegradation erst bei kleineren Wandstärken ein. Sie wird ab einer Wanddicke von etwa 0,8 freien Weglängen der Primärstrahlung meßbar. Das gilt für die

Wand W_1	^{137}Cs	^{60}Co
Bt 18	-	0
Bt 13,5	0	0
Bt 9	- 1%	- 3%
Bt 4,5	- 12%	- 16%
Wand W_2		
Bt 13,5	0	0
Bt 9	0	0
Bt 4,5	- 4%	- 5%

Tab.7. Verringerung der Rückstreuintensität bei abnehmender Wanddicke.

Primärstrahlung im hier untersuchten Energiebereich um 1 MeV. Trotz der Intensitätsabnahme blieb die Form der Spektren unverändert, und zwar sowohl bei Cs- als auch bei Co-Strahlung. Eine Veränderung würde erst bei sehr kleinen Wanddicken auftreten, nämlich dann, wenn die Entstehung der Mehrfachstreustrahlung beeinträchtigt wird.

Die Beseitigung der 5 cm starken Vorderwandverstärkung der Strahlerbox bei A-Geometrie (Meßprogramm 4) bewirkt für Cs-Primärstrahlung eine Zunahme der Tertiärstrahlung um den Faktor 1,9 , bzw. für Co-Primärstrahlung um den Faktor 3,6. Die Spektrenform der Tertiärstrahlung wurde dadurch jedoch im Gegensatz zur Sekundärstrahlung (Kap.8) nicht verändert. Der geringfügige Unterschied in der Zusammensetzung der Sekundärstrahlung mit und ohne Vorderwandverstärkung macht sich also nach einer weiteren Rückstreuung nicht mehr bemerkbar.

Der Einfluß des Materials der ersten Streuwand auf die Tertiärstrahlung geht aus den Abb.28a und b hervor. Die Unterschiede zwischen den entsprechenden Spektren der beiden Abbildungen rühren von der oben beschriebenen verschiedenartigen Untergrundmessung her. Die Spektren des Untergrunds bei beseitigter Rückstreuwand W_2 ohne Ausschaltung der Primärstrahlung enthalten nämlich Tertiärstrahlung, die durch Rückstreuung der Sekundärstrahlung an den Luftmolekülen im Raum vor dem Detektor und an der Laborwand entsteht. Es handelt sich hier also um die Differenzspektren zwischen der Beton- und Luft- bzw. Laborwandrückstreuung. Die Unterschiede zwischen den einander entsprechenden Spektren sind ausgeprägter, wenn die zweite Rückstreuwand aus wenig streuendem Material besteht, und die Luft- und Laborwandrückstreuung dadurch in ihrer Intensität vergleichbar sind. Dementsprechend sind in den Abb.29a und b, in denen die Abhängigkeit der Tertiärstrahlung vom Material der zweiten Streuwand gezeigt wird, die festzustellenden Unterschiede umso größer, je geringer das Streuvermögen der Wand W_2 ist. Bei Barytbeton und Blei tritt im niederenergetischen, direkt an die Fluoreszenzlinie anschließenden Teil des Spektrums sogar ein Energiebereich mit negativen Impulszahlen auf, in dem also die Luft- und Laborwandrückstreuung stärker als die Streuung an der entsprechenden Wand ist. Allerdings wird der niederenergetische

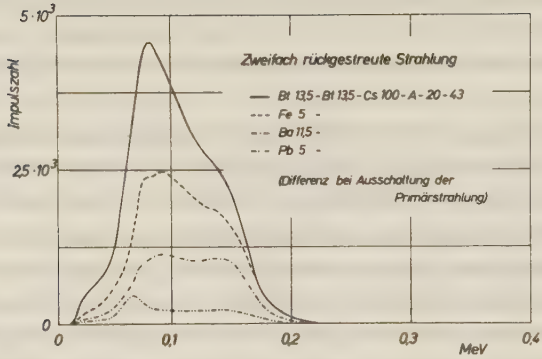

Abb.28a. Impulshöhenspektren der Tertiärstrahlung bei Cs-Strahlung in A-Geometrie; erste Wand: Beton, Eisen, Barytbeton und Blei, zweite Wand: Beton.

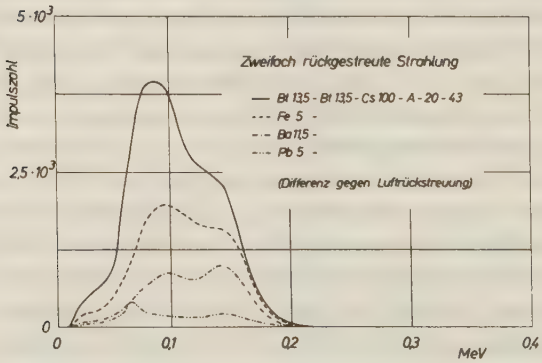

Abb.28b. Entsprechende Impulshöhenspektren bei Differenzbildung gegen die Luftrückstreuung.

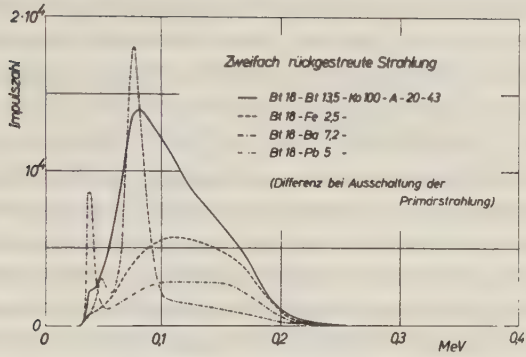

Abb.29a. Impulshöhenspektren der Tertiärstrahlung bei Co-Strahlung in A-Geometrie; erste Wand: Beton, zweite Wand: Beton, Eisen, Barytbeton und Blei.

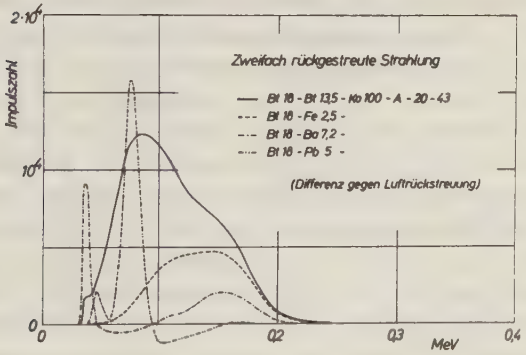

Abb.29b. Entsprechende Impulshöhenspektren bei Differenzbildung gegen die Luftrückstreuung.

negative Teil bei der Blei-Tertiärstrahlung teilweise durch die Fluoreszenzlinie überdeckt. Aus den Spektren folgt, daß die an Luft rückgestreute Strahlung einen höheren niederenergetischen Anteil besitzt als die von der Wand stammende. Die innerhalb des Wandmaterials ebenfalls entstehenden niederenergetischen Quanten werden hier - besonders bei den Materialien mit hoher Ordnungszahl - vor Erreichen der Oberfläche absorbiert.

Als indirekter Beweis dafür, daß es sich bei der Zunahme der Untergrundstrahlung bei beseitigter Wand W_2 und eingeschalteter Primärstrahlung im wesentlichen um Tertiärstrahlung durch Luftrückstreuung der Sekundärstrahlung handelte, sind folgende Ergebnisse zu nennen: 1) stärkere Abschirmung der in Richtung Laborboden und -decke ausgesandten Primärstrahlung verändert die Nettospektren nicht; diese Strahlung scheidet also als Ursache aus, 2) eine zusätzliche Verstärkung der Boxseitenwand verändert die Untergrundstrahlung nicht. Strahlung aus der Seitenwand scheidet also ebenfalls als Ursache aus, 3) die Untergrundstrahlung bei beseitigter Wand W_2 ist bei verschiedenen Wänden W_1 umso größer, je stärker die Rückstreuung an diesen, also je intensiver die Sekundärstrahlung ist, 4) die ohne Wand W_2 mit ein- und ausgeschalteter Primärstrahlung erhaltenen Differenzspektren zeigten nur eine geringfügige Intensitätsabnahme, wenn der Detektor aus seiner normalen Stellung (s. Abb.7c, Seite 28) gegenüber der Wand Y zurückgesetzt wurde. Bei dieser Verschiebung bleibt nur das von Sekundärstrahlung getroffene und vom Detektor gesehene Luftvolumen nahezu unverändert, während alle übrigen Bereiche, die vom Detektor registriert werden konnten, halbiert wurden, 5) benutzt man die bei Dosismessungen mit 250 kV Röntgenbremsstrahlung gefundene Abhängigkeit des Rückstreuzusatzes von der Schichtdicke zur Abschätzung der Rückstreuung durch das von der Sekundärstrahlung getroffene Luftvolumen und die 3 m entfernte Laborwand, so findet man, daß sich die Rückstreubeiträge von Luftraum und Laborwand wie 7:1 verhalten. Nimmt man ferner an, daß die bei den Dosismessungen am Wasserphantom gefundene Abhängigkeit der Rückstreuung von der Schichtdicke bei Luft als rückstreuendem Medium für den gesamten untersuchten Energiebereich gilt, so kann man die bei der Differenzmessung mit und ohne Wand W_2 erfaßte Luft- und Laborwandstreu-

ung korrigieren. Nach Berücksichtigung dieser Korrektur erhält man die spektrale Verteilung der Abb.29c, die keine negativen Impulszahlen mehr aufweist und mit der Verteilung in Abb.29a recht gut übereinstimmt.

Die Untergrundstrahlung, die bei den Messungen der Tertiärstrahlungsspektren 40 bis 80% der Bruttozählraten ausmachte, war bei verschiedenen Wänden W_1 und gleichbleibender Wand W_2 konstant, bei verschiedenen Wänden W_2 jedoch von deren Material abhängig. Sie nahm in der Reihenfolge Bt, Fe, Ba, Pb ab, wobei der Wert ohne Wand W_2 zwischen denen von Beton und Eisen lag. Die gefundene Reihenfolge ließ vermuten, daß die Verschiedenheit der Meßwerte durch Abschirmung und Rückstreuung der Umgebungsstrahlung an der Wand W_2 entsteht. Dafür spricht auch, daß die Untergrundstrahlung bei entfernter Quelle mit Betonwand größer als ohne, mit Bleiwand jedoch wesentlich geringer ist. Eigenstrahlung der Betonwand scheidet aus, da der Effekt auch bei Umgebungsstrahlung großer Intensität auftritt.

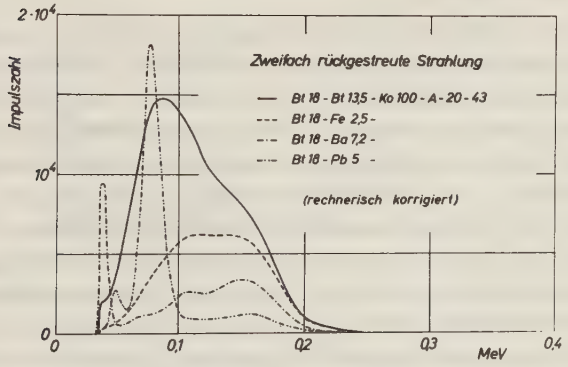

Abb.29c. Impulshöhenspektren nach Addition der berechneten Luft- und Laborwandstreuung zu den Spektren der Abb.29b.

Der Verlauf der Tertiärstrahlungsspektren zeigt bei wachsender Ordnungszahl Z der Materialien der Streuwand W_1 (Abb.28a und b, Seite 76) in Analogie zur Sekundärstrahlung eine relative Abnahme des niederenergetischen Bereichs. Der hohe Fluoreszenzstrahlungsanteil in der Sekundärstrahlung der Bleiwand zeichnet sich auch nach weiterer Streuung an der Betonwand W_2 noch durch einen kleinen Gipfel im Tertiärstrahlungsspektrum ab. Die Berechnung liefert für die 74-keV-Strahlung bei einem hier im Mittel vorliegenden Streuwinkel θ von 90° eine Energiedegradation auf 64,5 keV. Dieser Wert stimmt gut mit der Lage des experimentell gefundenen Gipfels überein.

Die in Abhängigkeit vom Material der Streuwand W_2 aufgenommenen Spektren (Abb.29a und b, Seite 77) ähneln im Verlauf den entsprechenden der Sekundärstrahlung, sind jedoch auf einen wesentlich kleineren Energiebereich beschränkt. Zudem haben die bei der Barytbeton- und Bleiwand auftretenden Fluoreszenzlinien einen größeren Anteil am Tertiärstrahlungsspektrum als bei der Sekundärstrahlung. Aus dem Vergleich der Abb.28 und 29 kann man ablesen, daß der charakteristische Verlauf der Tertiärstrahlungsspektren durch das Material der Streuwand W_2 wesentlich stärker beeinflußt wird als durch das der Wand W_1.

Unterschiede im Verlauf der sich entsprechenden Co- und Cs-Tertiärstrahlungsspektren sind praktisch nicht mehr festzustellen. Die Co-Spektren zeigen gegenüber den Cs-Spektren lediglich eine Rechtsverbreiterung von im Mittel 15 keV. Ebenso weisen die Spektren der B-Geometrie keine prinzipiellen Unterschiede mehr gegenüber denen der A-Geometrie auf, und die hochenergetischen Flanken der Spektren fallen bei beiden Geometrien praktisch zusammen. In den Abb. 30a und b sind B-Geometrie-Spektren der beiden Strahlungen bei verschiedenen Streuwänden W_2, die durch Differenzmessungen gegen die Luftrückstreuung gewonnen wurden, wiedergegeben. Die Verbreiterung der Co- gegenüber den Cs-Spektren beträgt hier etwa 20 keV. Der Vergleich der Tertiärstrahlungsspektren mit den Sekundär- und Quartärstrahlungsspektren wird in Kap.12.1. vorgenommen. Dabei wird auch auf das Fluoreszenzpeak-Verhältnis S eingegangen.

Die quantitativen Rückstreuunterschiede der vier Wandmaterialien bezüglich der Tertiärstrahlung gehen aus den in Tab.8 zusammenge-

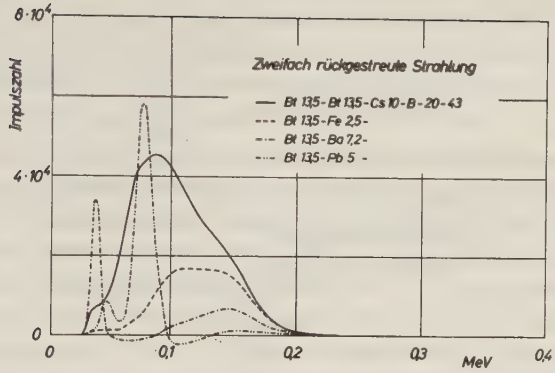

Abb.30a. Impulshöhenspektren der Tertiärstrahlung bei Cs-Strahlung in B-Geometrie und Differenzbildung gegen die Luftrückstreuung; erste Wand: Beton, zweite Wand: Beton, Eisen, Barytbeton und Blei.

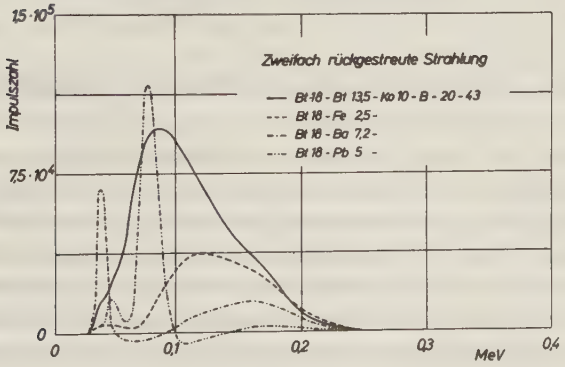

Abb.30b. Entsprechende Impulshöhenspektren bei Co-Strahlung in B-Geometrie.

Wand W_1	Differenzbildung	A-Geometrie Cs	A-Geometrie Co	B-Geometrie Cs	B-Geometrie Co
Bt		100%	100%	100%	100%
Fe	bei	58%	69%	57%	59%
Ba	Luftrückstreuung	31%	40%	42%	50%
Pb		10%	13%	17%	23%
Bt		100%	100%		
Fe	bei ausgeschalteter	58%	70%		
Ba	Primärstrahlung	31%	42%		
Pb		9%	12,5%		
Wand W_2					
Bt		100%	100%	100%	100%
Fe	bei	33%	38%	38%	42%
Ba	Luftrückstreuung	13%	12%	17%	17%
Pb		20%	17%	28%	25%
Bt		100%	100%		
Fe	bei ausgeschalteter	51%	54%		
Ba	Primärstrahlung	34%	35%		
Pb		42%	42%		

Tab.8. Verhältniszahlen der integralen Tertiärstrahlung.

stellten relativen integralen Zählraten hervor. Der Wert für die Rückstreuung an zwei Betonwänden wurde jeweils gleich 100% gesetzt. Bei Variation des Materials der Wand W_1 stimmen die Prozentzahlen bei den beiden Untergrundsmessmethoden innerhalb der Messfehlergrenzen überein. Das Verhältnis zwischen der Rückstreuung der Betonwand W_2 und der Rückstreuung der Luft ist demnach für die verschiedenen Sekundärstrahlungen etwa gleich. Die Verminderung der Rückstreuintensität mit zunehmender Ordnungszahl der Wand W_1 ist bei der Cs-Strahlung stärker als bei der Co-Strahlung, was auf den größeren Einfluß der Photoabsorption bei der Cs-Strahlung zurück-

zuführen ist. Die Prozentzahlen der B-Geometrie sind größer als die der A-Geometrie. Der Grund ist die geringere Weglänge der Streustrahlung im absorbierenden Medium bei schrägem Strahleneinfall, wodurch der Einfluß des Materials abgeschwächt wird. Die relativ kleinen Werte bei der Eisenwand und B-Geometrie erklären sich durch ihre nicht ausreichende Dicke und Fläche.

Bei Variation des Materials der Wand W_2 zeigen sich große Unterschiede zwischen den beiden Untergrundmeßmethoden. Mit wachsender Ordnungszahl Z ändert sich das Verhältnis zwischen Wand- und Luftrückstreuung zugunsten der Luftrückstreuung. Die großen Werte für die Blei- und in geringerem Umfang auch für die Barytbetonwand haben ihre Ursache in der starken Anregung der Fluoreszenzstrahlung durch die energetisch günstig liegende Sekundärstrahlung der Betonwand W_1. Die Unterschiede zwischen den beiden Primärstrahlungen sind hier sehr gering, weil die Sekundärstrahlungen sich wesentlich weniger als die Primärstrahlungen unterscheiden. Bei B-Geometrie sind die Prozentzahlen wie oben etwas größer. Die Ergebnisse für die nicht untersuchten Wandkombinationen ergeben sich durch Multiplikation der entsprechenden Prozentzahlen. Wegen des einfachen Aufbaues der Tertiärstrahlungsspektren kann auch der zu erwartende Verlauf abgeschätzt werden.

Die Ergebnisse der Tertiärstrahlungsmessungen an zueinander senkrecht stehenden Betonwänden (Abb.26a, Seite 72) entsprechen denen bei parallelen Betonwänden. Die A-Geometrie-Spektren haben eine Schulter an der rechten Flanke, die wiederum auf Einfachstreuung in den beiden Wänden beruht. Bei den B-Geometrie-Spektren ist die Schulter nur leicht angedeutet. Die Co-Spektren reichen um etwa 10 bis 15 keV weiter nach rechts als die Cs-Spektren. Unterschiede gegenüber der Anordnung mit parallelen Wänden zeigen sich lediglich bei Verschiebung des Detektors entlang der Wand W_2. Eine Vergrößerung des Abstandes C bei konstantem Detektorsichtwinkel bewirkt nur eine geringfügige Intensitätsabnahme, und auch eine so ausgeprägte Verbreiterung wie bei den Spektren an parallelen Wänden (Abb.27, Seite 72) tritt nicht auf. Bei Vergrößerung des Detektorsichtwinkels und damit bei Ausdehnung des vom Detektor gesehenen Bereichs wird lediglich die Zählrate vergrößert, während der Spektrenverlauf im wesentlichen bestehen bleibt. Im Unterschied

zur Streuung an parallelen Wänden wird also in einer rechtwinkligen Ecke ein annähernd homogenes Tertiärstrahlungsfeld erzeugt.

Die Gleichheit der Spektren bei den beiden Wandanordnungen bezüglich ihres Energiebereichs und die Ähnlichkeit ihrer Form folgen aus der annähernden Gleichheit der jeweiligen mittleren Streuwinkel θ_1 an der ersten bzw. θ_2 an der zweiten Streuwand. Der Unterschied besteht jedoch darin, daß bei Vergrößerung des Detektorabstandes C bei parallelen Wänden die mittleren Streuwinkel θ_1 und θ_2 kleiner, bei senkrechten Wänden dagegen das mittlere θ_1 größer und das mittlere θ_2 kleiner werden.

10. Dreifach rückgestreute Strahlung (Quartärstrahlung).

Die Rückstreuung der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Tertiärstrahlung an einer weiteren Wand führt zur Quartärstrahlung. Man könnte sich eine Fortführung des eingeschlagenen Weges, nämlich Abtrennung eines durch Streuung geschaffenen Strahlenfeldes von seinen erzeugenden Feldern und Rückstreuung an einer Wand, um endlich viele Schritte vorstellen. Damit wäre die vielfach gestreute Strahlung einer bestimmten Ordnung experimentell zugänglich. In der Praxis scheint uns, zumindest in einem Laborraum üblicher Größe, mit der Messung der reinen Quartärstrahlung die experimentelle Grenze erreicht zu sein.

Bei aufeinander folgenden Rückstreuungen an drei Wänden wachsen die Variationsmöglichkeiten bezüglich der Anordnung der verschiedenen Wandmaterialien und der Stellung der Wände zueinander ganz erheblich. Gleichzeitig reduzieren sich jedoch die Einflüsse der einzelnen Parameter so stark, daß die wichtigsten Ergebnisse aus wenigen Messungen gewonnen werden können. Aus dem vorhergehenden Kapitel folgt, daß der Verlauf der Spektren im wesentlichen durch das Material der letzten Rückstreuwand bestimmt wird. Da der Energiebereich der Strahlung durch die zusätzliche Rückstreuung weiter eingeschränkt wird, ist das Material der ersten beiden Rückstreuwände praktisch nur noch für die Intensität, aber nicht mehr für die Spektrenform der Quartärstrahlung maßgebend. Der Einfluß der Materialien auf die Intensität wurde schon an der zweifach rückge-

streuten Strahlung untersucht; es genügte daher, den Einfluß des Materials der dritten Streuwand auf die Quartärstrahlung zu messen. Aus Intensitätsgründen ist es zweckmäßig, die ersten beiden Streuwände in Beton auszuführen. Wie im vorhergehenden Kapitel weiter gezeigt wurde, spielt die relative Stellung der Wände für die Spektrenform eine untergeordnete Rolle, da die hierfür maßgebliche Summe der Rückstreuwinkel bei den möglichen Wand- und Detektoranordnungen etwa gleich groß ist. Das gilt auch für die Erweiterung auf drei Wände. Wegen des größeren Quellen-Detektor-Abstandes und der damit verbundenen geringeren Intensität der geschwächten Primärstrahlung bei gleichem Abschirmungsaufwand ist die parallele Ausrichtung der Streuwände jedoch günstiger als die senkrechte Anordnung.

Demzufolge wurde eine Versuchsanordnung mit paralleler Ausrichtung aller drei Streuwände gewählt, die eine Erweiterung der Anordnung zur Messung der Tertiärstrahlung darstellt. Der endgültige Versuchsaufbau ist in Abb.26b (Seite 72) maßstabsgetreu in Aufsicht dargestellt. Die Streuwände W_1, W_2 und W_3 aus Beton (W_3 auch nacheinander aus den drei anderen untersuchten Materialien) und die Abschirmwände X, Y, Z, U und V aus Blei hatten eine Höhe von 60 cm. Die Anordnung der Strahlerbox entspricht der in Kap.9 beschriebenen. Zur drastischen Reduzierung des Untergrunds, der selbst bei Primärstrahlung in A-Geometrie keine exakte Messung der Quartärstrahlung zuließ, war es notwendig, die unterhalb und oberhalb der Wand W_1 passierende, sowie die sie durchdringende Primärstrahlung auszuschalten, weil diese an den Zimmerwänden gestreut wurde und vor allem die Differenzmessungen gegen die Luftrückstreuung verfälschte. Aus diesem Grund wurden Messungen unter Verwendung der Co-Primärstrahlung (100 mCi) bei sukzessiver Verstärkung der Störstrahlungsabschirmung durchgeführt und so die richtigen Wandpositionen und notwendigen Schichtdicken experimentell ermittelt.

So mußte eine 10 cm dicke Bleischicht zwischen Strahlerbox und Wand W_1 auf die Tischplatte aufgelegt werden, die an der Wand W_1 weitere 10 cm hochgezogen war, um das Austreten geschwächter Primärstrahlung aus der Wand W_1 nach unten zu unterbinden. Die Ausschaltung der nach oben ausgesandten Primärstrahlung und der nach oben austretenden gestreuten Strahlung gelang durch Vorziehen der

auf der Oberseite der Box liegenden 10 cm starken Bleischicht um 9,7 cm und durch Abdecken der Oberseite der Wand W_1 mit einer 5 cm starken, 20 cm tiefen und vorn 4 cm überstehenden Bleischicht. Die letzten beiden Maßnahmen sind in der Abb.26b (Seite 72) durch gestrichelte Linien eingezeichnet. Die 18 cm dicke Betonwand W_1 mußte auf ihrer Hinterseite zur weiteren Schwächung der Primärstrahlung durch eine 34 cm dicke Barytbetonwand W_1', die zur Vermeidung des Strahlenaustritts nach oben im vorderen Teil eine Höhe von 74 cm aufwies, verstärkt werden. An den Rückstreueigenschaften der Wand W_1 wurde dadurch nichts geändert. Seitlicher Strahlenaustritt aus der Wand W_1 wurde durch die Bleiwände Y und V unterbunden bzw. reduziert. Die Wand Y mußte eine Tiefe von 40 cm aufweisen und am vorderen Ende auf 10 cm Dicke verstärkt werden (s. Abb.26b).

Bei B-Geometrie überlagerte sich der Streustrahlung der Betonwand W_1 Bleifluoreszenzstrahlung, die durch die zusätzlichen Bleischichten in der Nähe der Quelle erzeugt wurde. Die Fluoreszenzstrahlung hat jedoch eine wesentlich geringere Intensität als die Betonstreustrahlung (s. Kap.8) und ein großer Teil davon kann nur als Quintärstrahlung den Detektor erreichen. Der Beitrag dieser Bleifluoreszenzstrahlung zur gemessenen Quartärstrahlung kann demnach vernachlässigt werden.

Spektren der dreifach rückgestreuten Strahlung wurden für die beiden Strahlenquellen jeweils in A- und B-Geometrie und nach den beiden schon bei der Messung der Tertiärstrahlung beschriebenen Methoden der Untergrundbestimmung aufgenommen. Der Parameter der einzelnen Meßreihen war das Material der dritten Rückstreuwand W_3; die Wände W_1 und W_2 bestanden aus Beton. Wegen der zu geringen Intensität bei Cs in A-Geometrie wurde die Kanallänge auf die Hälfte (6 cm) reduziert und damit die Strahlendivergenz vergrössert (Bezeichnung A_1 statt A). Die Ergebnisse der Messungen, insbesondere die Gleichheit der Spektrenform für A- und B-Geometrie, rechtfertigen jedoch diesen Schritt.

Die Messungen der Untergrundstrahlung zur Bildung der Differenzspektren wurden bei der ersten Methode nicht wie oben durch Ausschaltung der Primär- sondern der Sekundärstrahlung durchgeführt. Das geschah durch Verlängern der Bleiwand Y bis zur Wand W_2. Durch diese Maßnahme wurde die Untergrundstrahlung am Detektorort nicht

verändert, das Entstehen von Quartärstrahlung in der Wand W_3 jedoch sicher verhindert. Diese Meßmethode konnte somit auch bei B-Geometrie durchgeführt werden. Bei der zweiten Methode zur Untergrundmessung wurde lediglich die Wand W_3 entfernt.

Für die Quartärstrahlung ist wegen der weiteren Energiedegradation ein Energiebereich von 200 keV ausreichend. Die Spektren wurden aber teilweise auch im 400-keV-Bereich gemessen, um einen unmittelbaren Vergleich mit den Sekundär- und Tertiärstrahlungsspektren zu ermöglichen. Die Bezeichnung der Meßanordnung entspricht derjenigen bei der Sekundär- und Tertiärstrahlung. Beispielsweise sind bei Bt18-Bt13,5-Bt9-Cs100-A_1-20-78 nacheinander folgende Parameter angegeben: die Materialien der drei Rückstreuwände W_1, W_2 und W_3 und ihre Dicke in cm (die Dicke der Rückstreuwand W_3 kann wiederum kleiner als die der Wand W_2 sein), die Strahlenquelle und ihre Stärke in mCi, die Bezeichnung der Primärstrahlgeometrie, der Abstand der Detektorvorderseite von der Wand W_3, der gleich dem Abstand der parallelen Wände ist, und an letzter Stelle der Abstand von Box- und Detektoraußenseite. Da die ersten beiden und die letzten beiden Parameter bei den Messungen nicht verändert wurden, wird bei den im Folgenden wiedergegebenen Spektren eine abgekürzte Schreibweise verwendet. Obiges Beispiel heißt dann: Bt-Bt-Bt9-Cs100--A_1.

10.1. Ergebnisse.

Die Abb.31a und b für Cs-Primärstrahlung in A_1-Geometrie zeigen die Abhängigkeit der Quartärstrahlungsspektren vom Material der letzten Rückstreuwand. Bei gleicher Meßanordnung sind wie in Kap.9 einmal die absoluten Spektren, zum andern die Differenzspektren gegen die Luftrückstreuung wiedergegeben. Sie ähneln in ihrem Verlauf den entsprechenden Tertiärstrahlungsspektren, sind jedoch auf einen kleineren Energiebereich beschränkt und besitzen an der rechten Flanke keine Schulter. Es handelt sich um eingipflige Verteilungen ohne Struktur, denen bei der Barytbeton- und bei der Bleiwand ein starker Fluoreszenzstrahlungspeak überlagert ist. Bei einer Energie von 170 keV ist die rechte Flanke unabhängig vom

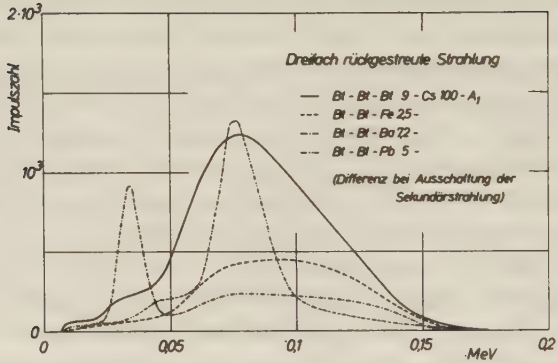

Abb.31a. Impulshöhenspektren der Quartärstrahlung bei Cs-Strahlung in A_1-Geometrie; erste und zweite Wand: Beton, dritte Wand: Beton, Eisen, Barytbeton und Blei.

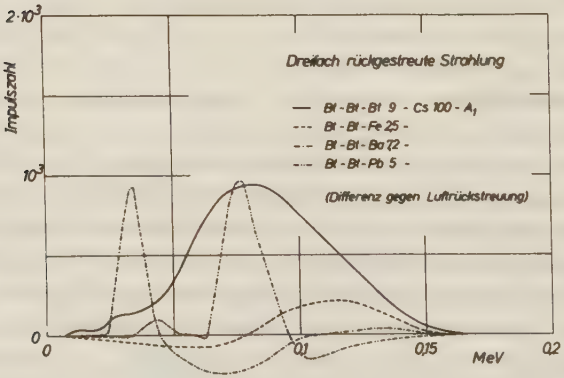

Abb.31b. Entsprechende Impulshöhenspektren bei Differenzbildung gegen die Luftrückstreuung.

Streumaterial auf Null abgefallen, und auch der Strahlungsanteil bei 150 keV ist belanglos. Die bei jeweiliger Einfachstreuung in den drei Wänden vorliegenden Rückstreuwinkel können verschiedenartig kombiniert sein. Die Berechnung der Energien der Quanten, die in allen drei Wänden jeweils nur eine einzige Streuung erfahren haben und somit die geringste Energiedegradation aufweisen, liefert bei Zugrundelegung der Tertiärstrahlungsenergien von 155 keV für Cs bzw. 170 keV für Co, die bei dem Detektorabstand C = 58,5 cm in Kap.9 experimentell bestimmt wurden, bei $\theta_3 = 90^\circ$ für Cs 119 keV und für Co 128 keV. Die Kombination von $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 90^\circ$ (B-Geometrie) führt dagegen zu den Quantenenergien 135,5 bzw. 150 keV und die Kombination $\theta_1=65^\circ$, $\theta_2=80^\circ$, $\theta_3=135^\circ$ zu 131,5 bzw. 145,5 keV. Die Mehrzahl der Quanten erfährt jedoch zumindest in einer Wand mehr als eine Streuung, wodurch ihre Energie stark reduziert wird. Dadurch entsteht im Spektrum der Betonwand ein Maximum bei 79 keV. Bei den Spektren der Eisen- und der Barytbetonwand ist der Schwerpunkt wegen der stärkeren Absorption der niederenergetischen Quanten nach größeren Energien verschoben. Die Quartärstrahlung der Bleiwand besteht zum überwiegenden Teil aus Fluoreszenzstrahlung der Energie 74 keV.

In den Abb.32a und b sind die den Spektren der Abb.31 entsprechenden Spektren der Cs-Strahlung in B-Geometrie wiedergegeben. Hier wurde die 400-keV-Abszisse wegen der Möglichkeit des direkten Vergleichs mit den Rückstreuspektren der vorhergehenden Kapitel gewählt. Die Form der Spektren ist praktisch mit der bei A-Geometrie identisch, analog zu den Verhältnissen bei der Tertiärstrahlung. Die Strahlungsintensität bei Cs-Strahlung in B-Geometrie ist im Mittel gegenüber der A_1-Geometrie um den Faktor 8,2 und gegenüber der A-Geometrie um den Faktor 66 größer. Bei Co-Strahlung ist der Faktor der B- gegen die A-Geometrie ungefähr 27. Diese Zahlen gelten für die Messungen ohne Vorderwandverstärkung der Box. Die Quartärstrahlungsspektren der Co-Strahlung entsprechen im Verlauf denen der Cs-Strahlung, lediglich eine geringfügige Rechtsverbreiterung von 5 bis 10 keV ist festzustellen. Aus diesem Grund wurde von einer Wiedergabe der Co-Spektren abgesehen.

Die beiden Methoden der Untergrundmessung ergaben prinzipiell gleiche Ergebnisse wie bei der Tertiärstrahlung. Bei den Diffe-

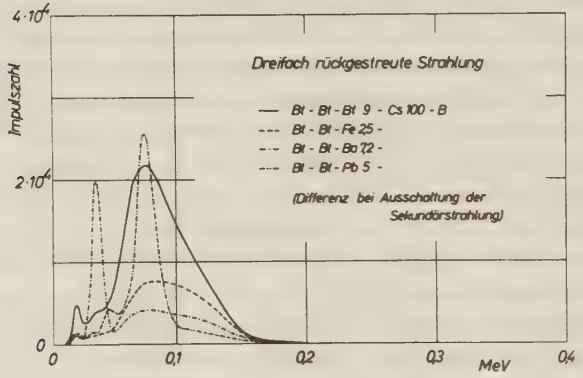

Abb.32a. Impulshöhenspektren der Quartärstrahlung bei Cs-Strahlung in B-Geometrie; erste und zweite Wand: Beton, dritte Wand: Beton, Eisen, Barytbeton und Blei.

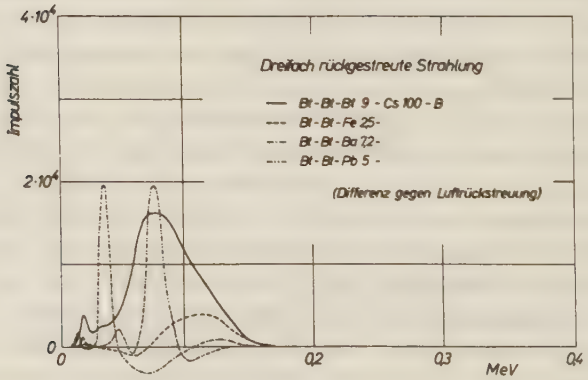

Abb.32b. Entsprechende Impulshöhenspektren bei Differenzbildung gegen die Luftrückstreuung.

renzmessungen gegen die Streustrahlung der Luft weisen neben den Barytbeton- und Bleispektren nun auch die Eisenspektren einen negativen Bereich auf. Ferner besitzen die negativen Bereiche einen größeren Anteil am Gesamtspektrum als bei der Tertiärstrahlung, wofür die geringere Breite der Quartärstrahlungsspektren, also das Fehlen des positiven Bereichs zwischen 150 und 200 keV, verantwortlich ist. Die größere Amplitude der negativen Bereiche bezogen auf die Höhe der Fluoreszenzpeaks erklärt sich durch das Fehlen höherenergetischer Quanten in der Tertiärstrahlung, die nach Rückstreuung an der Wand W_3 in den Energiebereich fallen würden, der sich an die Fluoreszenzlinie anschließt. Das ist auch der Grund für die Zunahme des Fluoreszenzpeak-Verhältnisses beim Übergang zu einer höheren Rückstreuordnung.

Beim Versuchsaufbau zur Messung der Quartärstrahlung war der Abstand zwischen der letzten Streuwand und der dahinter liegenden Laborwand kleiner als bei den Messungen der Tertiärstrahlungsspektren. Verfälschungen bei den Differenzmessungen gegen die Luftrückstreuung können wegen der Beseitigung der Wand W_3 erstens durch auf die Laborwand auftreffende und rückgestreute geschwächte Primärstrahlung auftreten (Dicke der Wand W_1: 18 cm Bt + 34 cm Ba) und zweitens durch an der Laborwand rückgestreute Tertiärstrahlung. Eine Entscheidung über das eventuelle Vorliegen des ersten Falles bringt der Vergleich der Quartärstrahlungsspektren der Co- und Cs-Strahlung. Wegen der wesentlich stärkeren Absorption der Cs-Primärstrahlung in der Wand W_1 müßte eine Verfälschung der Cs-Spektren entfallen. Ein Vergleich der relativen Flächen der negativen Spektrenbereiche liefert für Cs im Mittel einen um 30% geringeren Wert. Die Co-Spektren weisen außerdem im Bereich um 200 keV einen kaum meßbaren negativen Bereich auf, der durch Rückstreuung von Quanten mit Primärenergie entsteht. Somit sind die gemessenen Co-Spektren durch rückgestreute Primärquanten leicht, die Cs-Spektren jedoch nicht verfälscht. Die zweite Art von Verfälschungen durch die Laborwand, die Rückstreuung der Tertiärstrahlung, kann wegen dem günstigen Verhältnis des Wandabstandes W_2 - W_3 zu dem Abstand der Wand W_2 von der Laborwand nur einen geringfügigen Einfluß haben. Die Verfälschung müßte zudem proportional zur Tertiärstrahlungsintensität sein. Es zeigt sich jedoch, daß bei A-Geometrie

der Anteil der negativen Bereiche an den Spektren im Mittel um 50% größer ist als bei B-Geometrie. Das kann weder durch Laborwand- noch durch Luftrückstreuung erklärt werden. Dafür ist Umgebungsstrahlung verantwortlich, die bei der Messung des Bruttospektrums durch die Wand W_3 abgeschirmt wurde und bei den geringen Intensitäten der A-Geometrie merkbar wird. Diese geringfügige Verfälschung der A-Geometrie-Spektren ist bei Beton als Material von W_3 zu vernachlässigen. Bei den Spektren der Quartärstrahlung, die durch Differenzbildung bei Ausschaltung der Sekundärstrahlung gewonnen wurden, treten keine Verfälschungen auf.

Die Verhältniszahlen der integralen Zählraten, die in Tab.9 angegeben sind, zeigen die quantitativen Rückstreuunterschiede der vier Wandmaterialien bezüglich der absoluten Quartärstrahlung auf.

Wand W_3	A-Geometrie		B-Geometrie	
	Cs	Co	Cs	Co
Bt	100%	100%	100%	100%
Fe	43%	47%	44%	45%
Ba	37%	36%	37%	37%
Pb	49%	46%	49%	49%

Tab.9. Verhältniszahlen der integralen Quartärstrahlung.

Die Werte für die Betonwand wurden wie bei der Tertiärstrahlung in Kap.9 jeweils gleich 100% gesetzt. Wegen des relativ großen Beitrags der negativen Bereiche erscheint es nicht sinnvoll, entsprechende Zahlen für die Differenzspektren gegen die Luftrückstreuung anzugeben. Die Prozentwerte der Tab.9 sind praktisch unabhängig von der Divergenz und Energie der Primärstrahlung. Verschiedene Primärstrahlenergien und -geometrien haben also auf die Streuung an der dritten Wand praktisch keinen Einfluß mehr. Die Werte für Eisen sind etwas kleiner als die entsprechenden der Tertiärstrahlung (51% für Cs und 54% für Co, s. Tab.8). Der Grund ist die gegenüber Beton verstärkte Absorption der niederenergetischeren Quartärstrahlung. Derselbe Effekt würde verstärkt auch bei Barytbeton und Blei auftreten, wenn ihn nicht die Anregung von Fluoreszenzstrahlung, die bei Quanten kleinerer Energie eine größere Wahrscheinlichkeit aufweist, überdecken würde. So sind die Prozentzahlen der Quartärstrahlung für Barytbeton geringfügig, für Blei sogar wesentlich gegenüber denjenigen der Tertiärstrahlung erhöht.

Barytbeton und Blei vertauschen bei Quartärstrahlung ebenso wie schon bei der Tertiärstrahlung wegen der günstigeren Anregungsbedingungen von Blei ihre Reihenfolge bezüglich des Rückstreuvermögens.

Die Untergrundstrahlung bei der Meßanordnung mit Betonwand W_3 und ausgebauter Quelle war wegen der geringeren Schwächung und verstärkten Rückstreuung der Umgebungsstrahlung bei Beton (Kap.9) um 30% größer als mit Bleiwand W_3. Bei der Meßanordnung mit Betonwand W_3 und 100 mCi-Cs-Quelle in A_1-Geometrie wurde der Untergrund durch die Cs-Quelle um 50% erhöht, bei der Quelle in B-Geometrie um den Faktor 11. Bei Verwendung der Co-Quelle in A-Geometrie betrug der Erhöhungsfaktor des Untergrunds 2,5 , in B-Geometrie 36. Die Untergrundspektren bei ausgebauter Quelle sind denen bei A-Geometrie im Verlauf ähnlich. Sie haben ein Maximum bei 80 keV und fallen monoton bis etwa 400 keV ab. Wenn die vor dem Detektor befindliche Wand W_3 aus Barytbeton oder Blei bestand, kam ein kleiner Anteil Fluoreszenzstrahlung hinzu. Das Maximum der Untergrundstrahlung fällt mit dem Maximum der dreifach an Beton rückgestreuten Cs- oder Co-Strahlung zusammen. Das Spektrum der Untergrundstrahlung reicht jedoch bis zu wesentlich höheren Energien. Das Maximum entsteht offensichtlich durch Strahlung, die in den dicken Betonwänden des Kellerlabors vielfach gestreut wurde. Daraus kann geschlossen werden, daß die Quartärstrahlung energetisch mit der innerhalb des gleichen Materials entstehenden vielfach gestreuten Strahlung übereinstimmt.

11. Streudosismessungen.

Neben den in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Messungen der spektralen Verteilung der γ-Streustrahlung wurden Streudosismessungen durchgeführt, um Analogien und Unterschiede zwischen diesen beiden prinzipiell verschiedenen Strahlungsmeßverfahren, speziell in Bezug auf die Streustrahlung, aufzuzeigen und um den Einfluß weiterer Parameteränderungen zu untersuchen. Als Strahlenquellen dienten die im Medizinischen Strahleninstitut der Universität Tübingen zur Verfügung stehenden Tele-Therapie-Geräte Gamma-

tron und Caesa-Gammatron der Firma SIEMENS. Das Gammatron ist mit einer ^{60}Co-Quelle von ungefähr 3000 Ci, das Caesa-Gammatron mit einer ^{137}Cs-Quelle von ungefähr 2000 Ci ausgestattet. Bei beiden Geräten können durch verstellbare Blenden verschieden große rechteckige Strahlenfelder eingestellt werden. Außerdem können die Quellen in der Höhe verstellt und geschwenkt werden. Zur Dosismessung wurde ein DUPLEX-Dosimeter der Firma PTW, Freiburg i. Br. eingesetzt, das mit einer Streustrahlenkammer und bei Messungen im Primärstrahl mit einer kleinen Fingerhutkammer (Normalkammer der Fa. PTW) verbunden wurde. Das Gerät ist mit einem Voreinstellzähler ausgestattet, der zur Vorwahl eines geeigneten Dosiswertes dient. Den einzelnen Sprüngen des Zählers entsprechen bestimmte Dosiswerte, deren Größe von der angeschlossenen Ionisationskammer abhängt. Zur genauen Dosisleistungsmessung wurde nachträglich ein Zeitzähler mit einer Empfindlichkeit von 0,02 sec in das Gerät eingebaut. Die Dosisleistungswerte, deren absolute Größe im Folgenden nicht benötigt wird, sind dementsprechend in der Einheit Sprünge pro 100 sec angegeben. Die Streustrahlenkammer gestattet wegen ihres großen Volumens von 735 cm^3 die Messung von Dosisleistungen zwischen 3 und 3000 mR/h. Ein Sprung am Zähler entspricht etwa 0,1 mR. Die daneben verwendete Normalkammer hat ein Volumen von 0,22 cm^3 und ist zur Messung von Dosisleistungen von 0,5 bis 200 R/min geeignet. Ein Sprung am Zähler entspricht hier etwa 1 R.

Da die Streustrahlenkammer nicht luftdicht ist, besteht ein Einfluß von Temperatur- und Luftdruckschwankungen auf die Anzeige. Dieser Einfluß konnte direkt, ohne Zuhilfenahme von Kontrollpräparaten, durch Messungen bei einer leicht reproduzierbaren Anordnung von Quelle und Kammer festgestellt und korrigiert werden. Automatisch ist darin auch die Zerfallskorrektur der Quelle enthalten. Bei der Registrierung der einzelnen Dosiswerte wurde die Anzahl der vorgewählten Sprünge so groß gewählt, daß sich eine Mindestmeßzeit von 20 sec ergab; der Mittelwert lag zwischen 30 und 40 sec. Dem entsprachen bei den gemessenen Streudosiswerten 5 bis 4x50 Sprünge, letztere Anzahl bei einer elektronischen Untersetzung um den Faktor 4. Die Meßgenauigkeit des Dosimeters lag auf diese Weise bei 0,5%. Die Reproduzierbarkeit der Detektorlage war so genau, daß der Dosimeterfehler von 0,5% bei den vorliegenden Streu-

strahlungsgradienten die Meßgenauigkeit bestimmte. Die Richtungsabhängigkeit der Streustrahlenkammer wurde mit Hilfe der durch eine 74 cm dicke Barytbetonwand geschwächten Primärstrahlung des Co-Gammatrons bestimmt. Dabei ergaben sich bei Bestrahlung der seitlichen Kammerfläche und der kleineren Stirnfläche innerhalb der Meßgenauigkeit dieselben Dosiswerte. Eine Richtungsabhängigkeit ist also nicht vorhanden.

Als Streuwände dienten der Betonfußboden sowie die Wände der Bestrahlungsbunker. Zum Teil wurden Barytbeton- oder Bleischichten auf den Boden aufgelegt oder als fahrbare Wände ausgeführt. Tertiärstrahlung konnte in der Eingangsschleuse des Gammatronbunkers nach Streuung am Fußboden und an einer Seitenwand ohne zusätzliche Abschirmung der Sekundärstrahlung gemessen werden. Die Wanddicken waren in jedem Fall größer als für die gesättigte Rückstreuung notwendig war. Es wurden zwei prinzipiell verschiedene Meßprogramme durchgeführt, erstens die Messung der Streudosis im nicht von Primärstrahlung getroffenen Raum, und zweitens die Messung der Streustrahlung im Primärstrahl zur Bestimmung relativer Streudosiswerte (Albedo) in der nächsten Umgebung der Streufläche. Im ersten Fall wurde mit der Streustrahlenkammer, im zweiten mit der Normalkammer gemessen. Wegen der Vielzahl der Parameter (Abstand H zwischen Quelle und Boden, Feldgröße, Einfallswinkel der Primärstrahlung, Cs- oder Co-Quelle, Abstand A zwischen Detektor und Zentralstrahl, Abstand B zwischen Detektor und Boden, Material der Streuwand) und der unterschiedlichen Meßanordnungen (Messung der Sekundärstrahlung, der Tertiärstrahlung, der geschwächten Primärstrahlung, der Albedo-Werte), konnten nicht alle möglichen Kombinationen durchgemessen werden. Es war deshalb eine Unterteilung in sieben Meßprogramme angezeigt, bei denen jeweils nur einzelne Parameter geändert wurden.

1) Aufnahme von Sekundärstrahlungsisodosen bei senkrecht auf den Betonboden gerichtetem Primärstrahl in einer vertikalen Ebene, analog Kap.8. Dabei wurde der Detektorabstand A in Schritten von 25 cm im Bereich von 25 bis 200 cm und der Detektorabstand B ebenfalls in Schritten von 25 cm im Bereich von 3,5 bis 100 cm verändert. Die seitliche Verschiebung geschah entlang einer Meßschiene,

die vertikale entlang dem Stativ zur Detektorhalterung. Die Längsachse der Streustrahlenkammer war parallel zur Längsachse des Primärstrahlungsfeldes ausgerichtet. Am Cs-Gammatron wurden die Isodosenfelder für vier verschiedene Abstände H zwischen Quelle und Boden (65, 100, 135 und 170 cm) und jeweils drei Feldgrößen, die im Verhältnis 1:2,2:4 standen, ausgemessen. Bei einem Quellenabstand H=170 cm hatte das kleinste Feld eine Größe von 33x44 cm^2. Weitere Isodosenfelder für die Rückstreuung an einer auf den Boden aufgebrachten Barytbetonschicht von 7,2 cm Dicke und einer Fläche von 72x93 cm^2 wurden für die Quellenhöhen H=163 und 100 cm beim kleinsten Strahlenfeld bestimmt. Entsprechende horizontale Isodosenfelder wurden nach Schwenken des Strahlerkopfes um 90° und senkrechter Bestrahlung einer der Barytbetonwände des Bestrahlungsbunkers für die drei verschiedenen Feldgrößen ausgemessen. Dabei betrug der Abstand der Quelle und des Detektors vom Boden 115 cm, der Abstand der Quelle von der bestrahlten Wand 209 cm. Die seitlich aus dem Strahlerkopf austretende Leckstrahlung erreichte bei Bestrahlungsstellung der Cs-Quelle je nach Meßort und Strahlenfeldgröße Dosiswerte von 1 bis 25% der Streustrahlendosis. Am Ort der größten Leckstrahlungsdosis, seitlich neben dem Strahlerkopf, konnte bei Bestrahlungsstellung eine Steigerung um mehr als den Faktor 1700 gegenüber der Dosis bei Ruhestellung der Quelle festgestellt werden. Es war daher notwendig, bei Bestrahlungsstellung die Leckstrahlungsdosis an den oben beschriebenen Meßorten für verschiedene Quellenhöhen zu bestimmen und von den Bruttowerten der Streustrahlungsmessung abzuziehen. Hierzu wurden die Primär- und damit auch die Sekundärstrahlung durch Einführung eines Bleiklotzes in die Blockblende ausgeschaltet.

In gleicher Weise wie am Cs-Gammatron wurden auch am Co-Gammatron Isodosenfelder bestimmt. Dort waren die Meßbedingungen jedoch ungünstiger, weil die Dosiswerte bei großen Strahlungsfeldern an der oberen Grenze des Meßbereichs der Streustrahlenkammer lagen und bei kleinen Feldern die Leckstrahlung die Streustrahlung bei weitem übertraf. Die Leckstrahlungsdosis ist beim Co-Gammatron gegenüber dem Cs-Gammatron bei Umrechnung auf die gleiche Streustrahlendosis um etwa den Faktor 5 erhöht.

2) Zur Überprüfung der Abhängigkeit der Streustrahlungsdosis vom Abstand zwischen Meßort und Zentrum des bestrahlten Bereiches wurden für die Cs- und die Co-Quelle Meßreihen durchgeführt, bei denen der Detektor auf einem geraden Weg unter verschiedenen Winkeln α zur Streufläche bewegt wurde. Dabei ergab sich außerdem die Abhängigkeit der Dosis vom Streuwinkel. Die Streustrahlenkammer wurde hierfür entlang einer um den Winkel α zur Horizontalen geneigten Schiene, deren Verlängerung die Streufläche im Strahlzentrum traf, geführt. Die Primärstrahlung war senkrecht auf den Betonboden gerichtet. Die Quellenhöhe H betrug für Cs 100 cm, für Co 114 cm. Die Messungen wurden für verschiedene Winkel α im Bereich von 0 bis 47°, jeweils bei drei verschiedenen Feldgrößen durchgeführt. Bei der Leckstrahlungsmessung am Co-Gammatron mußte unter den in die Blende eingesteckten Bleiklotz zur weiteren Schwächung der Primärstrahlung eine 5 cm dicke Bleischicht mit einer Fläche von 20x20 cm^2 gefahren werden. Der Schwächungsfaktor der Primärstrahlung war damit größer als 400.

3) Überprüfung der Streudosisabhängigkeit von der Quellenhöhe H bei festem Detektorort für die senkrecht auf den Betonboden auftreffende Cs- und Co-Strahlung bei jeweils drei verschiedenen Feldgrößen. Die Detektorabstände waren: A=125 cm und B=100 cm.

4) Untersuchung des Streudosisverlaufs an einem festen Detektorort beim Schwenken des Strahlerkopfes um den Winkel β zur Vertikalen. Der Ort der Quelle und der Drehpunkt fallen zusammen. An den beiden Bestrahlungsanlagen wurden Meßreihen bei verschiedenen Quellenhöhen H und Detektorhöhen B bei einem Detektorabstand A von 100 cm durchgeführt.

5) Reine Tertiärstrahlung konnte, wie oben schon erwähnt, in der Eingangsschleuse des Co-Gammatron-Bunkers gemessen werden. Beiträge von Strahlungen höherer Streuordnung können wegen ihrer geringen Intensität vernachlässigt werden, ebenso wegen der Verwendung des größten Strahlenfeldes Beiträge der gestreuten Leckstrahlung bei nicht zu großen Quellenhöhen H. Für H > 150 cm trifft nämlich intensive Leckstrahlung unmittelbar auf die zweite Streuwand und kann als Sekundärstrahlung den Detektor erreichen (s. unten). Meßreihen wurden unter senkrechter Bestrahlung des Betonbodens bei

Veränderung der Lage des Detektors in der Schleuse und konstanter Quellenhöhe H, sowie bei Veränderung der Quellenhöhe H und konstanter Detektorlage aufgenommen.

6) Messung der durch Barytbetonwände verschiedener Dicke geschwächten Strahlung des Cs-Gammatrons in Abhängigkeit von der seitlichen Versetzung des Detektors gegenüber dem Zentrum des Primärstrahls. Die Strahlung traf bei kleinster Feldeinstellung senkrecht auf die vertikale Wand, die direkt vor der Blockblende aufgebaut wurde. Die auf die Wand gerichtete Leckstrahlung war abgeschirmt. Quelle und Detektor befanden sich auf gleicher Höhe; ihr Abstand betrug 100 cm, so daß zwischen Wand und Detektor eine Entfernung von 40 bis 60 cm bestand. Senkrecht zum Zentralstrahl war die Wand nach der einen Seite 15,5 nach der andern 57 cm breit. Ihre maximale Dicke betrug 29 cm. Das Zentrum des Strahlenbündels wurde bei der Anordnung ohne Wand mit der Normalkammer ausgemessen.

7) Messung relativer Streudosiswerte (Albedo-Werte) an der Oberfläche der Streuwände. Die Messungen wurden am Cs-Gammatron für Wände aus Beton, Barytbeton und Blei ausgeführt. Zur Messung der Nettodosis des Primärstrahls wurde die Wand hinter der Kammer entfernt, oder, wenn das nicht möglich war, die Quelle mit Kammer hochgefahren, wobei jedoch der Abstand zwischen Quelle und Kammer unverändert bleiben mußte, weil schon leichte Änderungen wegen des quadratischen Eingehens in die Dosis die Albedo-Werte verfälschen. Diese werden als Quotient der Differenz von Brutto- und Nettodosis zu der Nettodosis berechnet und als Prozentwerte angegeben. Da die Differenz zweier ähnlicher Zahlen eingeht, beeinflussen deren Fehler das Ergebnis stark. Die Albedo-Werte wurden für die drei verschiedenen Feldgrößen bestimmt, dabei dienten der Betonboden, eine darübergelagerte Barytbetonschicht der Dicke 7,2 bzw. 14,5 cm und der Fläche 72x105 cm^2, sowie eine Bleischicht der Dicke 5 cm und der Fläche 40x50 bzw. 60x70 cm^2 als Rückstreuwände. Die Normalkammer, die einen Abstand von 95 cm zur Quelle hatte, war mit Hilfe eines Stativs am Strahlerkopf befestigt, so daß keine Abstandsänderung möglich war. Zur Messung der Nettodosis wurden Quelle und Kammer etwa 70 cm hochgefahren. Der Kammermittelpunkt hatte bei der Messung der Bruttodosis einen Abstand von 6 mm zur Streuwand. Durch Albedo-Messungen in verschiedener Höhe konnten die zur Mes-

sung der reinen Nettodosis notwendige Höhe bzw. etwaige Korrekturfaktoren bestimmt werden. Weitere Albedo-Messungen, bei denen die Streuwände auf einem Wagen lagen, um zur Bruttodosismessung direkt unter die Kammer gefahren zu werden, wurden für Barytbeton und Blei durchgeführt. Der Abstand Kammer-Fußboden betrug hier 72,5 cm.

11.1. Ergebnisse.

1) In den Abb.33a und b sind die Sekundärstrahlungsisodosen der senkrecht auf den Betonboden gerichteten Cs-Strahlung bei kleinstem Feld für die Quellenabstände H=100 und 170 cm wiedergegeben. Abb.34 zeigt das Isodosenfeld der Leckstrahlung, die in den Abb.33a und b sowie 35a und b in Abzug gebracht wurde. Aus den Isodosenfeldern der Sekundärstrahlung entnimmt man eine annähernd das Quadratgesetz erfüllende Dosisabnahme bei wachsendem Abstand A. Die im Fernbereich bei wachsendem Abstand B trotz Vergrößerung des Streustrahlenweges festzustellende Zunahme der Dosis erklärt sich durch die stärkere Absorption der unter kleinen Winkeln zur Streufläche ausgesandten Strahlung. Die im Nahbereich mit wachsendem B auftretende Abnahme der Dosis (Abb.33a) entspricht dem Quadratgesetz; abgesehen vom Verlauf in Fußbodennähe ähneln die Isodosen konzentrischen Kreisen um den Mittelpunkt des Strahlenfeldes. Die Isodosenfelder bei der Anordnung der Abb.33a und vergrößertem Primärstrahlenfeld zeigen keine qualitativen Verlaufsänderungen. Die Abweichungen von diesen Verhältnissen im Falle großer Quellenhöhe (Abb.33b) lassen sich nicht durch die damit verbundene Vergrößerung des Streufeldes erklären. Für die Dosiszunahme bei Vergrößerung der Quellenhöhe H, die sich im Fernbereich vor allem bei kleinen, im Nahbereich bei großen B-Werten auswirkt, und in vertikaler Richtung ein annähernd homogenes Dosisfeld erzeugt, ist vielmehr in erster Linie die Blendenstreustrahlung aus dem Strahlerkopf maßgeblich. Zudem tritt bei verlängertem Primärstrahlenweg durch die Zunahme der Luftstreuung eine meßbare Dosiserhöhung auf.

Die Isodosenfelder der Leckstrahlung (Abb.34) zeigen deren gerichteten Charakter und geben Auskunft über ihren Anteil an der Raumdosis außerhalb des Primärstrahls (s.oben). Die entsprechenden

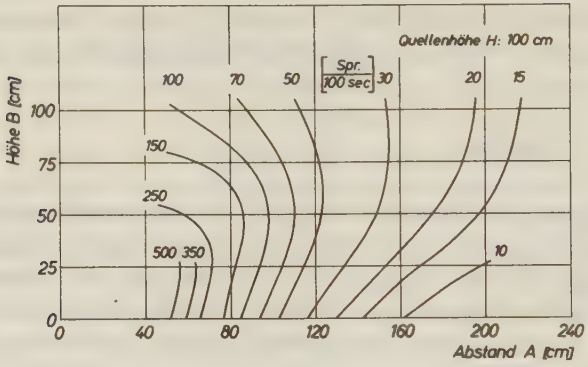

Abb.33a. Sekundärstrahlungsisodosen am Cs-Gammatron bei senkrechter Bestrahlung des Betonbodens, kleinstem Feld und einem Abstand Quelle-Boden von 100 cm.

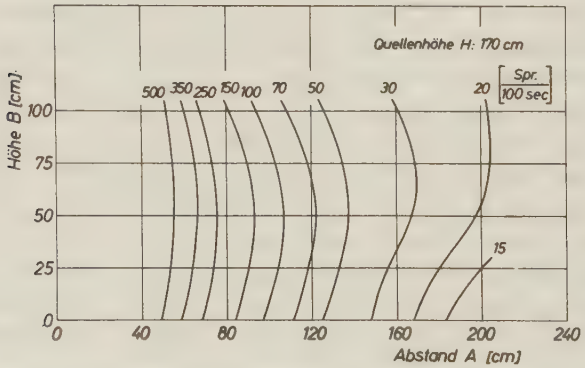

Abb.33b. Entsprechende Isodosen beim Abstand Quelle-Boden von 170 cm.

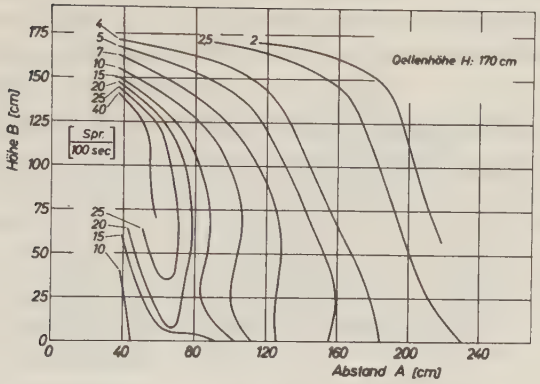

Abb.34. Leckstrahlungs-Isodosen am Cs-Gammatron.

Isodosenfelder der Streustrahlung bei Auflage der Barytbetonschicht auf den Boden (s. oben) sind in den Abb.35a und b dargestellt. Sie ähneln im Verlauf denen bei der Betonrückstreuung. Die Blendenstreustrahlung kommt hier jedoch wegen der geringeren Sekundärstrahlungsintensität stärker zum Tragen. Aus dem Vergleich der Dosiswerte bei der Quellenhöhe H=100 cm und der Detektorhöhe B=100 cm (bei dieser Anordnung ist kein Beitrag an Blendenstreustrahlung vorhanden) findet man im Mittel eine Verringerung der Barytbeton- gegen die Betonstreudosis um den Faktor 2,49. Bei der senkrechten Bestrahlung der Barytbetonseitenwand waren die Isodosenfelder für die drei verschiedenen Primärstrahlfelder wegen des großen Quellenabstandes H (209 cm) denen der Abb.35b sehr ähnlich. Die Dosis an den entsprechenden Raumpunkten war leicht erhöht, der Isodosenverlauf wie in Abb.35b beinahe parallel zum Primärstrahl.

Die drei verschiedenen Feldgrößen hatten allgemein keinen Einfluß auf den Isodosenverlauf der Streustrahlung. Der Vergleich der Dosiswerte bei den verschiedenen Feldgrößen am gleichen Detektorort liefert Faktoren, die um mindestens 10% geringer sind als die Fak-

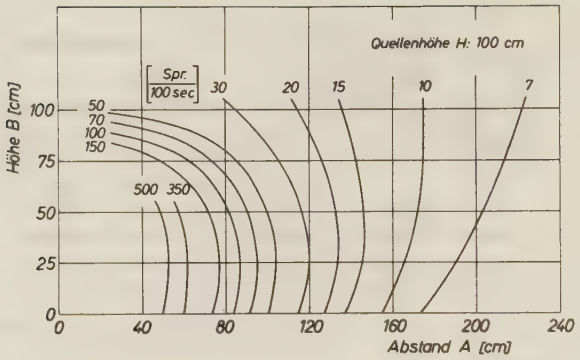

Abb.35a. Sekundärstrahlungsisodosen am Cs-Gammatron bei senkrechter Bestrahlung einer Barytbetonschicht, kleinstem Feld und einem Abstand Quelle-Schicht von 100 cm.

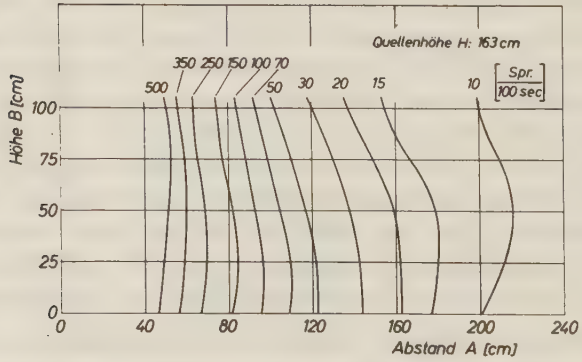

Abb.35b. Entsprechende Isodosen beim Abstand Quelle-Schicht von 163 cm.

toren 2,2 bzw. 4 der eingestellten Feldgrößen. Die zum Teil großen Unterschiede zwischen Feld- und Dosisfaktor werden vor allem durch die an manchen Stellen überlagerte intensive Blendenstreustrahlung, die nicht proportional zur Fläche, sondern zur Kantenlänge der Blende zunimmt, verursacht.

Die Isodosenfelder der Streustrahlung am Co-Gammatron, die bei senkrechter Bestrahlung des Betonbodens sowie einer Betonseitenwand des Bestrahlungsbunkers aufgenommen wurden, unterscheiden sich im Verlauf nicht von denen für Cs. Die Streudosis des Co ist jedoch für gleiche Feldgröße und eine Anordnung von Quelle und Detektor, bei der keine Blendenstreustrahlung erfaßt wird, um den Faktor 3,0 größer als die entsprechende des Cs. An Stellen mit starker Blendenstreustrahlung beträgt der Faktor bis zu 7,2. Für das Streudosisverhältnis Co/Cs ergibt sich unter Berücksichtigung der um den Faktor 1,77 im Vergleich zu Cs größeren Co-Aktivität der Wert 1,7; pro Strahlungsquant also 0,85.

2) Zur Überprüfung des Abstandsgesetzes für verschiedene Streustrahlungswinkel α gegenüber der Streufläche (s.oben) wurde das Produkt aus Dosisleistung D und Quadrat des Abstands r zwischen Meßort und Feldmitte gebildet und in den Abb.36a und b gegen den Abstand r für verschiedene Winkel α und Feldgrößen aufgetragen. In Abb.36a sind die Kurven für das Cs-Gammatron bei kleinem und großem Feld (Faktor 4) wiedergegeben; die Kurven für das mittlere Feld entsprechen ihnen vollständig. Im mittleren Abstandsbereich nehmen die Kurven einen annähernd konstanten Wert an, hier ist also das quadratische Abstandsgesetz erfüllt; im Nahbereich ist Blendenstreustrahlung überlagert. Im Fernbereich tritt ein geringfügiger Kurvenanstieg auf. Dieser Anstieg rührt von überlagerter Tertiärstrahlung der Seitenwand her. Das so erzeugte Minimum rückt mit kleiner werdendem α, entsprechend dem größeren Blendenstrahlungsbeitrag, weiter nach rechts. Unter größeren Winkeln α sind die Dosiswerte entsprechend der kleineren Weglänge der Streustrahlung innerhalb der Wand größer. Das Dosisverhältnis bei verschiedenen Feldgrößen ist wiederum etwas kleiner als das Feldgrößenverhältnis; im Fernbereich liegen die Dosisfaktoren für das große und kleine Feld zwischen 3,3 und 3,4.

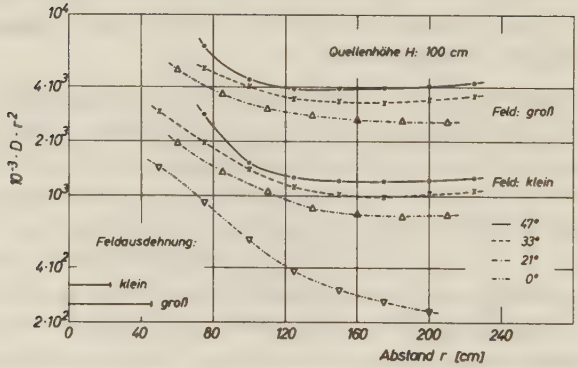

Abb.36a. Abhängigkeit des Produktes Dr^2 vom Abstand r beim Cs-Gammatron für zwei verschiedene Feldgrößen und verschiedene Streuwinkel.

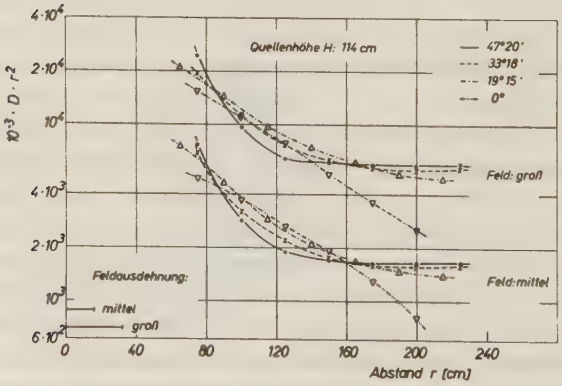

Abb.36b. Abhängigkeit des Produktes Dr^2 vom Abstand r beim Co-Gammatron für zwei verschiedene Feldgrößen und verschiedene Streuwinkel.

Die Kurven in Abb.36b für das Co-Gammatron gelten für zwei Feldgrößen (mittel und groß), die im Verhältnis 1:4 stehen. Die nicht wiedergegebenen Kurven für das kleinste Feld zeigen denselben Verlauf. Konstante Werte im Fernbereich werden hier nur für die grösseren Winkel α erreicht. Vor allem für $\alpha=0$, also auf dem Boden liegendem Detektor, nehmen die Werte von Dr^2 stetig ab. Diese Abnahme ist auf die zunehmende Absorption der Streustrahlung im Fußboden zurückzuführen. Wegen der bei Co-Strahlung im Mittel tiefer liegenden Streuzentren, muß nämlich die Streustrahlung mit wachsendem r einen größer werdenden Weg im Streumaterial zurücklegen. Das Dosisverhältnis der beiden Feldgrößen liegt hier im Fernbereich zwischen 3,5 und 3,6; die Werte bei $\alpha=0$ sind jedoch kleiner. Bei Abschirmung der Streukammer durch eine Bleiwand mit Fenster, die nur horizontale Strahlung zur Kammer gelangen läßt, werden die Werte von Dr^2 im Nahbereich bis r=120 cm für $\alpha=0$ konstant; im Fernbereich bleibt, wie zu erwarten, der durch die Absorption bedingte Abfall bestehen.

3) Die Messung der Streudosis in Abhängigkeit von der Quellenhöhe H ergab am Detektorort (A=125 cm, B=100 cm) beim Cs-Gammatron für alle drei Feldgrößen im H-Bereich von 50 bis 100 cm konstante Werte und anschließend einen leichten Anstieg, so daß die Werte bei H=170 cm um 18 bis 23% höher lagen. Diese Erhöhung rührt von der Blendenstreustrahlung her, die den Detektor erst bei größeren Quellenhöhen erreichen kann. Die mittleren Dosisfaktoren bei Feldvergrößerung sind hier 2,06 bzw. 3,28. Beim Co-Gammatron ist die Dosiszunahme infolge der Blendenstrahlung wesentlich stärker, wobei der maximale Gradient im Bereich um H=150 cm liegt. Bei der Vergrößerung der Quellenhöhe von 70 auf 200 cm nimmt die Dosis am oben genannten Detektorort um den Faktor 3,1 beim mittleren und 3,3 beim großen Feld zu. Beim kleinsten Feld war eine exakte Streudosismessung wegen der starken Leckstrahlung nicht möglich.

4) Der Dosisverlauf an einem festen Detektorort (A=100 cm) beim Schwenken des Strahlerkopfes des Cs-Gammatrons um den Winkel β in der von Primärstrahl und Detektor festgelegten Ebene ist in Abb.37 für verschiedene Quellen- und Detektorhöhen wiedergegeben. Beim Schwenken zur Detektorseite hin hat β positives, in entgegengesetzter Richtung negatives Vorzeichen. Im überstrichenen Winkel-

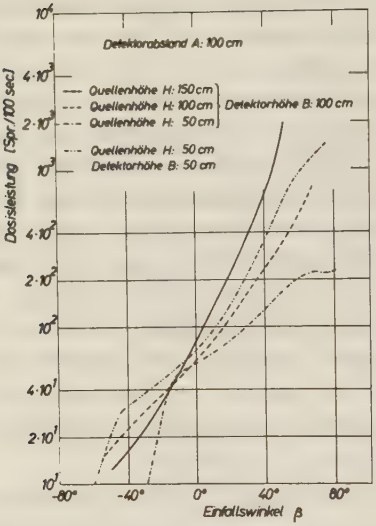

Abb.37. Abhängigkeit der Dosisleistung an einem festen Detektorort vom Schwenkwinkel des Cs-Strahlerkopfes (bzw. vom Einfallswinkel) bei Rückstreuung am Betonboden für verschiedene Quellen- und Detektorhöhen.

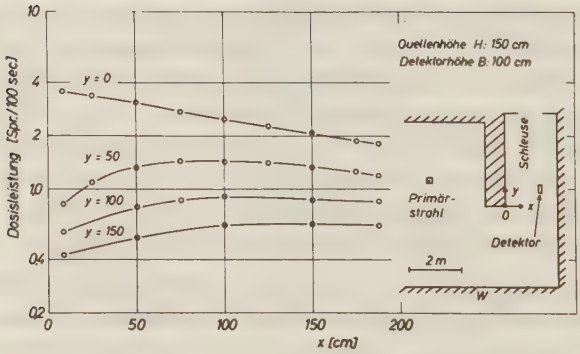

Abb.38. Räumlicher Verlauf der Tertiärstrahlungsdosis am Co-Gammatron.

bereich ergab sich eine maximale Dosisänderung um etwa zwei Zehnerpotenzen. Das Abknicken der Kurven für kleine Quellenhöhen im negativen Winkelbereich entsteht durch Abschirmung der Streustrahlung durch den Strahlerkopf. Die starke Zunahme der Dosis am Detektorort beim Hinschwenken des Primärstrahls kommt durch die Überlagerung verschiedener Effekte zustande. Erstens nimmt die Streustrahlendosis bei Annäherung des Streufeldes etwa nach dem Quadratgesetz zu, zweitens nimmt mit wachsendem β der Weg der Streustrahlung und damit deren Absorption im Streumaterial ab und drittens wird der Detektor bei Annäherung des Primärstrahls von Blendenstreustrahlung getroffen. Der letzte Beitrag tritt am stärksten bei H=150 cm auf; bei H=50 cm und der Detektorhöhe B=100 cm ist er aus geometrischen Gründen ausgeschaltet. Die zugeordneten Kurven der Abb.37 haben dementsprechend im ersten Fall den steilsten, im zweiten Fall den flachsten Verlauf. Am Co-Gammatron ergaben sich entsprechende Verhältnisse bei größerem Blendenstrahlungsanteil. Die Meßanordnung bei schräg auf den Betonboden auftreffender Primärstrahlung und senkrecht über der Feldmitte befindlichen Detektor ("Umkehrung der Strahlengeometrie von Meßprogramm 1") ergab bei Vergrößerung des Primärstrahlwinkels β gegen die Vertikale, also bei Vergrößerung des Detektorabstandes A, einen leichten Dosisanstieg, der erstens durch die Verkürzung des Sekundärstrahlenweges im Streumaterial bei gleicher Weglänge der Primärstrahlung im Beton und zweitens durch die Erhöhung der Streuintensität bei Verkleinerung des Streuwinkels hervorgerufen wird. Die Verhältnisse liegen also völlig anders als bei Meßprogramm 1. Wenn die Quellenhöhe H größer als die Detektorhöhe B ist und Blendenstrahlung mit erfaßt wird, nimmt die Dosis bei Vergrößerung von A schnell ab, weil für die Blendenstrahlung das Abstands-Quadratgesetz gilt.

5) Ergebnisse der Tertiärstrahlungsmessungen in der Co-Gammatron-Schleuse sind in Abb.38 für die Änderung der Detektorlage dargestellt. Die Bedeutung der Detektorkoordinaten x und y geht aus der eingezeichneten Skizze hervor. Der Abstand B des Detektors zum Boden betrug 100 cm. Die Dosisabnahme mit zunehmendem y, also bei Verschiebung des Detektors in die Schleuse hinein, sowie der Dosisverlauf bei Änderung von x folgen leicht aus der Tatsache, daß

die mit W bezeichnete, der Schleuse gegenüberliegende Wand die Quellfläche der Tertiärstrahlung darstellt. Die Vergrößerung der Detektorhöhe von 0 bis 180 cm bei unveränderten x- und y-Koordinaten führte zu einer monotonen Dosiszunahme von ungefähr 20% für große und ungefähr 30% für kleine y-Werte. Bei Vergrößerung der Quellenhöhe H von 65 auf 200 cm nahm die Tertiärstrahlungsdosis monoton im Mittel um 23% zu. Diese Erhöhung entsteht durch verstärkte Luftstreuung und Streuung der Leckstrahlung an der Wand W bei großen H-Werten.

6) Der Dosisverlauf hinter Barytbetonwänden verschiedener Dicke ist in Abb.39 wiedergegeben. Die Kurven sind im Maximum, also für den Fall, daß Primärstrahlachse und Detektormittelpunkt zusammenfallen, normiert. Die Ordinatenwerte gelten für die 29 cm dicke Wand. Mit zunehmender Wanddicke werden die Glockenkurven wegen der Streuung im Wandmaterial breiter. Am größten ist der Unterschied beim Übergang von der Dosisverteilung im Primärstrahl zu derjenigen hinter der dünnsten Wand. Die Dosis außerhalb des ungeschwächten Primärstrahlenbündels rührt von Blendenstreuung und Sekundärstrahlung der etwa 1 m hinter dem Detektor befindlichen Wand des Bestrahlungsbunkers her. Beide Einflüsse sind bei den hinter den Wänden aufgenommenen Verteilungen zu vernachlässigen. Die Unsymmetrie der Verteilung bei der größten Wanddicke rührt von der aus der Seitenfläche der Wand austretenden Streustrahlung her, die wegen der geringen Wandausdehnung in der Richtung negativer Verschiebungswerte den Detektor treffen kann.

7) In Tab.10 sind die mit Cs-Strahlung experimentell bestimmten prozentualen Dosis-Albedo-Werte mit ihren mittleren quadratischen Fehlern für Beton, Barytbeton und Blei bei drei Feldgrößen zusammengestellt. Die beiden Meßverfahren, Auflegen der Streuschicht auf den Boden und Hochfahren von Quelle und Kammer bzw. Hochlagern der Streuschicht auf einen Wagen und Wegfahren zur Nettodosismessung, lieferten die gleichen Ergebnisse. Die Albedo-Messungen an Blei wurden an zwei verschieden großen Bleiflächen durchgeführt; die größere Fläche ergab bei allen drei Feldgrößen größere Albedo-Werte wegen zusätzlicher Rückstreuung der Blendenstreustrahlung. Schichtdicken von 7,2 und 14,5 cm ergaben bei Barytbeton keine signifikanten Unterschiede. Die angegebenen Mittelwerte wurden aus

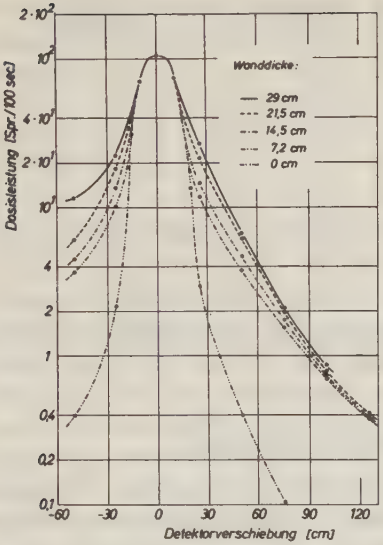

Abb.39. Dosisverlauf der Cs-Strahlung senkrecht zum Zentralstrahl bei kleinstem Feld nach Schwächung durch verschieden dicke Barytbetonwände (im Maximum normiert).

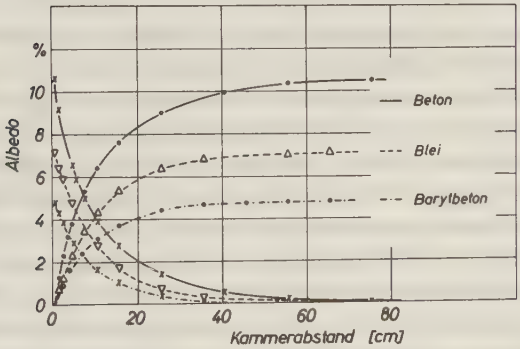

Abb.40. Abhängigkeit der prozentualen Dosis-Albedo-Werte des Betons, Bleis und Barytbetons bei Cs-Strahlung vom Abstand zwischen Kammermittelpunkt und Streuwand (abfallende Kurven): Messung der Nettodosis in verschiedenen Abständen zur Streuwand (ansteigende Kurven).

	Feldgröße 18,5x24,5 cm²	Feldgröße 27x37 cm²	Feldgröße 37x49 cm²
Beton	8,55 ± 0,04	9,94 ± 0,04	10,48 ± 0,05
Blei 40x50 cm²	7,14 ± 0,04 (1,94 ± 0,04)	7,05 ± 0,03 (1,85 ± 0,03)	7,07 ± 0,03 (1,87 ± 0,03)
Blei 60x70 cm²	7,75 ± 0,03 (2,55 ± 0,03)	7,68 ± 0,05 (2,50 ± 0,05)	7,61 ± 0,04 (2,40 ± 0,04)
Barytbeton	4,62 ± 0,03 (4,18 ± 0,04)	4,87 ± 0,03 (4,33 ± 0,04)	4,84 ± 0,04 (4,40 ± 0,05)

Tab.10. Prozentuale Dosis-Albedo-Werte. In Klammern: Werte nach Abzug des Anteils der Photoelektronen.

jeweils mindestens 12 Einzelmessungen berechnet.

In Abb.40 sind die Albedo-Werte in Abhängigkeit vom Abstand Kammer-Streuwand bei konstantem Abstand Kammer-Quelle angegeben (abfallende Kurven), sowie die Werte, die sich ergaben, wenn die Nettodosis in verschiedenen Abständen zur Streuwand gemessen wurde (ansteigende Kurven). Auf Grund des Verlaufs der ansteigenden Kurven wurden die in Tab.10 angegebenen Albedo-Werte auf unendlichen Kammerabstand bei der Nettodosismessung korrigiert.

Die Albedo-Werte nehmen nach Abb.40 mit wachsendem Abstand des Meßorts der Bruttomessung von der Streuwand ab. Um die verschiedenen Wandmaterialien vergleichen zu können, sind die in 6 mm Abstand gemessenen Werte in Tab.10 zusammengestellt. Die Werte nach Elimination der weichen Strahlungsanteile sind in Klammern angefügt. Zu den Albedo-Werten tragen nämlich neben der rückgestreuten γ-Strahlung die in dem Wandmaterial ausgelösten Photoelektronen bei, die nur eine minimale Reichweite besitzen. Wegen der vernachlässigbaren Photoabsorption hochenergetischer γ-Strahlen in Medien niedriger Ordnungszahl rühren die Albedo-Werte von Beton praktisch nur von rückgestreuter γ-Strahlung her. Bei Elementen hoher Ordnungszahl tritt dagegen der Photoelektronenanteil in den Vordergrund und erreicht bei Blei nach Tab.10 etwa 75% der Albedo-Werte.

Eine ausgeprägte Feldgrößenabhängigkeit der Albedo-Werte tritt bei dem gewählten Abstand von 6 mm nur bei Beton auf, da hier die in

den Feldrandgebieten erzeugte streifend austretende Sekundärstrahlung weniger stark absorbiert wird als in Barytbeton und vor allem in Blei.

12. Diskussion.

12.1. Schwächungs- und Rückstreuspektren.

In den vorhergehenden Kapiteln wurde über Ergebnisse von experimentellen Untersuchungen einiger Grenzflächenprobleme bei γ-Strahlung berichtet. Die Diskussion erstreckte sich auf die räumliche Verteilung der Strahlenfelder und auf den Einfluß der Ordnungszahl der Wandmaterialien, wobei jeweils die Verhältnisse bei der geschwächten Primärstrahlung und der durch Rückstreuung erzeugten Sekundär-, Tertiär- und Quartärstrahlung getrennt behandelt wurden. Im Folgenden wird auf die Unterschiede in der Intensität, spektralen Zusammensetzung und Winkelverteilung der Strahlungen verschiedener Streuordnung eingegangen.

In allen untersuchten Strahlenfeldern ist vielfach gestreute Strahlung enthalten, wobei Kleinwinkelstreuung mit Ausnahme der geschwächten Primärstrahlung aus geometrischen Gründen ausscheidet. Wie die Theorie erwarten läßt und die Messungen zeigen, hat das zur Folge, daß nach drei- und mehrmaliger Compton-Streuung im Energiebereich und Winkelverhalten der Strahlung keine wesentlichen Unterschiede mehr auftreten. Dazu kommt, daß die untere Energiegrenze der Spektren, deren Lage von der Ordnungszahl des Streumaterials abhängt, durch den photoelektrischen Effekt festgelegt ist. Dieser Sachverhalt gilt auch für die experimentell nicht mehr erfaßbare Quintärstrahlung und Strahlungen höherer Ordnung, so daß bei ihnen neben einer starken Intensitätsverminderung, nur eine geringfügige Energiedegradation vorliegen kann. Bei der Tertiärstrahlung sind die Quanten, die an beiden Wänden nur einen einzigen Compton-Prozeß erfuhren, und bei der Sekundärstrahlung die einmalig gestreuten Quanten für den größeren Energiebereich und die Winkelabhängigkeit der Spektren maßgebend. Zur Charakterisierung der geschwächten Primärstrahlung erwies sich in erster Linie

der Anteil an energiedegradierten Quanten als geeignet. Wesentliche Unterschiede in der energetischen Zusammensetzung traten lediglich bei den verschiedenen Strahlengeometrien des engen und des ausgedehnten, bzw. stark divergierenden Bündels auf. Auch hier ist entscheidend, ob unter größeren Winkeln einfach gestreute Quanten im Primärstrahlenfeld vorliegen, oder ob das die geometrischen Gegebenheiten verbieten.

Neben den Compton-gestreuten Quanten kann Fluoreszenzstrahlung als zweiter energiedegradierter Bestandteil entstehen. Dieser gewinnt jedoch nur Bedeutung, wenn die Energie der Eigenstrahlung in der Größenordnung der vielfach gestreuten Strahlung liegt. So hat Blei (Z=82) eine mittlere K_α-Energie von 74 keV, die etwa mit dem Maximum des Spektrums der vielfach gestreuten Strahlung zusammenfällt. Barium (Z=56) besitzt eine mittlere K_α-Energie von 32 keV, die bei unseren Messungen noch erfaßt wurde, während Eisen (Z=26) und Beton Röntgenstrahlung wesentlich niedrigerer Energie aussenden, die im Wandmaterial weitgehend absorbiert wird und in der Luft eine weitere Schwächung erfährt. Der Anteil an Eigenstrahlung ist bei der geschwächten Primärstrahlung zu vernachlässigen; bei der rückgestreuten Strahlung nimmt er mit der Ordnung der Rückstreuung zu. In Tab.11 sind Werte des Fluoreszenzpeak-Verhältnisses S (s. Kap.8) angegeben. Sie gelten für Anordnungen, bei denen jeweils die letzte Streuwand aus Blei bzw. Barytbeton, die anderen dagegen aus Beton bestanden. Der größtmögliche Wert von S ist für die Bleiwand schon praktisch bei Tertiärstrahlung erreicht, während für Barytbeton wegen der ungünstigeren Anregungsbedingungen auch noch bei Quartärstrahlung ein beachtlicher Anteil Streustrahlung neben dem Fluoreszenzpeak vorliegt (s. Abb.41b). Dementsprechend bewirkt die Energiedegradation, daß die Unterschiede der S-Werte bei den einzelnen Streuordnungen für Barytbeton wesentlich größer als für Blei sind (der nicht erreichte größtmögliche S-Wert für Barytbeton ist wegen der kleineren Peak-Energie und Linienbreite mehr als doppelt so groß wie derjenige für Blei). Aus den S-Werten geht weiter hervor, daß auch bezüglich der Fluoreszenzausbeute für Quartärstrahlung praktisch kein Unterschied mehr zwischen A- und B-Geometrie sowie Cs- und Co-Primärstrahlung besteht.

In den Abb.41a und b sind Spektren der Sekundär-, Tertiär- und

Blei	Sekundär-Strahlung C=12,6 cm	Tertiär-Strahlung C=43 cm	Quartär-Strahlung C=78 cm
Cs - A	50,4	76	76
Cs - B	42,6	-	76
Co - A	38,5	72,5	76
Co - B	34,2	-	75
Barytbeton			
Cs - A	9,1	42	74
Cs - B	9,5	-	78
Co - A	7,5	41	73
Co - B	7,9	-	77

Tab.11. Fluoreszenzpeak-Verhältnis S der Rückstreuspektren von Blei und Barytbeton.

Quartärstrahlung bei Rückstreuung von Co-Strahlung an Beton- und Barytbetonwänden zusammengefaßt. Die mit jeder weiteren Rückstreuung geringer werdende Energiedegradation und bei Barytbeton die relative Zunahme des Fluoreszenz-Peak sind deutlich. Die niederenergetischen Flanken der Spektren fallen, bedingt durch die photoelektrische Absorption, praktisch zusammen. In Tab.12 sind die mittleren Energien der Strahlungen verschiedener Ordnung, die aus den A-Geometrie-Spektren der vier Wandmaterialien bei Cs- und Co-Strahlung entnommen wurden, aufgeführt und die prozentualen, auf die mittlere Energie der auftreffenden Primär- bzw. an Beton rückgestreuten Strahlung bezogenen Werte in Klammern angegeben. Der Vergleich zeigt eine von Rückstreuung zu Rückstreuung geringer werdende mittlere Energiedegradation, die, dem Compton-Gesetz entsprechend, für Co größer ist als für Cs. Blei bewirkt infolge der starken Anregung von Eigenstrahlung die größte Energiedegradation, während Eisen die größte mittlere Quartärstrahlungsenergie aufweist (bei der Sekundärstrahlung wird es noch von Barytbeton übertroffen), weil Eisen unter den beiden Materialien ohne erfaßte Eigen-

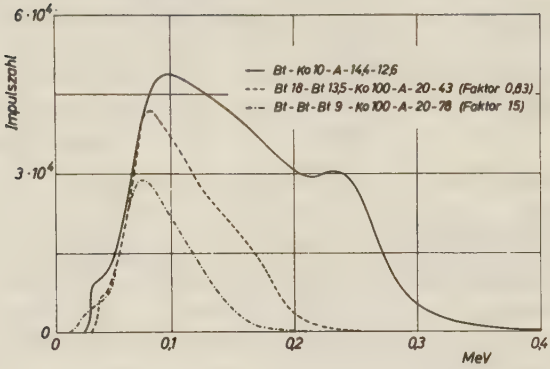

Abb.41a. Impulshöhenspektren der Sekundär-, Tertiär- und Quartärstrahlung bei Co-Strahlung in A-Geometrie und Rückstreuung an Betonwänden.

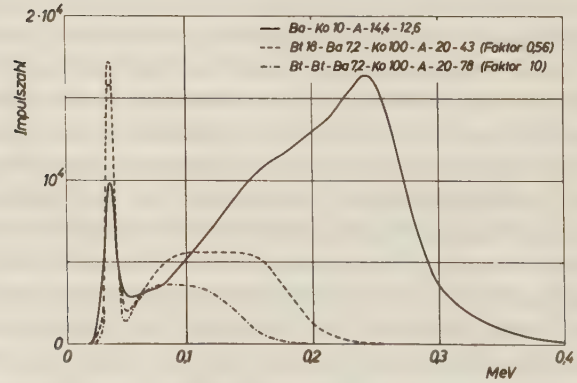

Abb.41b. Impulshöhenspektren der Sekundär-, Tertiär- und Quartärstrahlung bei Co-Strahlung in A-Geometrie; letzte Rückstreuwand aus Barytbeton, die andern aus Beton.

Quelle	Wand	primär	sekundär C=12,6 cm	tertiär C=43 cm	quartär C=78 cm
Cs	Bt	661	147 (22)	105 (71,5)	81 (77)
	Fe		172 (26)	114 (77,5)	93 (88,5)
	Ba		184 (28)	102 (69,5)	75 (71,5)
	Pb		124 (19)	77 (52,5)	74 (70,5)
Co	Bt	1250	160 (13)	110 (69)	82 (74,5)
	Fe		190 (15)	120 (75)	95 (86)
	Ba		204 (16,3)	109 (68)	79 (72)
	Pb		145 (11,6)	77 (48)	75 (68)

Tab.12. Mittlere Quantenenergie in keV für verschiedene Rückstreuordnungen bei A-Geometrie. In Klammern prozentuale Werte, bezogen auf die auftreffende Primär- bzw. an Beton rückgestreute Strahlung.

strahlung (Beton, Eisen) die größte Kernladungszahl Z besitzt und somit die niederenergetischen Quanten am stärksten absorbiert. Bei der Quartärstrahlung ist die Energiedegradation durch Barytbeton annähernd so stark wie durch Blei.

Der Einfluß der Primärenergie auf die Rückstreuspektren wurde in den betreffenden Kapiteln besprochen. Im Hinblick auf die einzelnen Rückstreuordnungen ergibt sich ein einfacher Sachverhalt: Während sich die Primärenergien etwa wie 1:2 verhalten, unterscheiden sich die mittleren Energien der Sekundärstrahlung nach Tab.12 nur um 9 bis 17% und die der Tertiärstrahlung um 0 bis 7%. Die Spektren der Co-Tertiärstrahlung sind um etwa 15 keV breiter als die Cs-Spektren, weisen aber keine Verlaufsunterschiede mehr auf. Bei der Quartärstrahlung schließlich sind Unterschiede bezüglich der Energieverteilung aufgrund der verschiedenen Primärenergien vernachlässigbar. Blei-Tertiär- und -Quartärstrahlung ist für Cs und Co zum überwiegenden Teil 74-keV-Eigenstrahlung. Die Verhältnisse bei A- und B-Geometrie sind ähnlich: Während sich die B-Spektren der Sekundärstrahlung wegen der möglichen kleinen Streuwinkel vor allem bei großen Detektorabständen C wesentlich weiter als die A-Spektren nach großen Energiewerten erstrecken, sind A- und B-Spektren der Tertiär- und Quartärstrahlung im Energiebereich und

Verlauf praktisch nicht mehr verschieden. Somit sind die vorliegenden Ergebnisse der Tertiär- und Quartärstrahlungsmessungen auch auf höhere Primärenergien als 1,3 MeV und auf die kontinuierlichen Energieverteilungen der Bremsstrahlung bei beliebigen Quellengeometrien und Richtungsverteilungen der Primärstrahlung übertragbar. In der Sekundärstrahlung tritt dann - insbesondere bei Rückstreuung an Materialien hoher Ordnungszahl - zusätzlich ein Vernichtungsstrahlungs-Peak der Energie 511 keV auf. Die an speziellen geometrischen Anordnungen gewonnenen Ergebnisse der Tertiär- und Quartärstrahlung lassen sich, wie die Messungen an senkrecht ausgerichteten Wänden zeigten, direkt auf andere Gegebenheiten übertragen. Die geringfügige Winkelabhängigkeit der Tertiärstrahlung und die ausgeprägtere der Sekundärstrahlung können unter Zugrundelegung einmaliger Compton-Streuprozesse berechnet werden. Der Einfluß der Ordnungszahl Z der Streumaterialien auf die Rückstreuung ist dabei unabhängig von den geometrischen Gegebenheiten.

Die Intensitätsverhältnisse bei Variation der Materialien wurden für Rückstreuungen bestimmter Ordnung besprochen (s. Tab.8 und 9 und Zahlenwerte in Kap.8.1.). Danach nimmt die Intensität der Sekundärstrahlung in der Reihenfolge Beton, Eisen, Barytbeton, Blei ab, und zwar für Cs stärker als für Co und für A-Geometrie stärker als für B-Geometrie. Bei Tertiär- und Quartärstrahlung ist die Rückstreuung des Bleis durch die verstärkte Anregung der Eigenstrahlung gesteigert, so daß Blei und Barytbeton ihre Reihenfolge vertauschen, und nunmehr Barytbeton die schwächste Rückstreuung der vier untersuchten Materialien aufweist. Bei der Quartärstrahlung sind die materialbedingten Unterschiede der relativen Intensitäten für Cs- und Co-Strahlung bzw. A- und B-Geometrie nivelliert. Die Intensitätsverhältnisse der Strahlungen verschiedener Streuordnung hängen zusätzlich von der geometrischen Anordnung der Streuwände, speziell von der Weglänge der Strahlung zwischen Quelle und Detektor, ab. Bei unserem Versuchsaufbau war die Zunahme der mittleren Weglänge pro Rückstreuung annähernd konstant. In Tab.13 sind Schwächungsfaktoren in Bezug auf die Zahl der Quanten beim Übergang von der Sekundär- zur Quartärstrahlung angegeben, wobei die Sekundärstrahlung im seitlichen Abstand C = 12,6 cm, die Quartärstrahlung im Abstand C=78 cm von der Strahler-

box gemessen wurde. Bei der Quartärstrahlung bestand lediglich die letzte Streuwand aus dem angegebenen Material, die ersten beiden Streuwände aus Beton. Die auftreffende Tertiärstrahlung war also bei der jeweiligen Primärstrahlung für alle Materialien identisch und somit die Voraussetzung für einen Vergleich gegeben. Die Unterschiede der Schwächungsfaktoren für Cs und Co beruhen auf Un-

Material	Cs		Co	
	A	B	A	B
Bt	780	810	550	600
Fe	990	1090	715	765
Ba	560	790	550	640
Pb	170	330	190	250

Tab.13. Schwächungsfaktoren von Sekundär-/Quartärstrahlung für verschiedene Rückstreumaterialien und Cs- bzw. Co-Strahlung in A- und B-Geometrie.

terschieden in den Sekundärstrahlungsfeldern. Die relativ kleinen Werte von Barytbeton und insbesondere von Blei haben ihre Ursache in der gesteigerten Anregung von Eigenstrahlung in der Quartär- im Vergleich zur Sekundärstrahlung. Die nicht angegebenen Schwächungsfaktoren beim Übergang von der Tertiär- zur Quartärstrahlung sind für beide Strahlenarten etwa gleich und liegen je nach Material zwischen 30 und 40.

Zur Berechnung der Intensitätsabnahme beim Übergang von der Primär- zur Sekundärstrahlung wurden die Impulsrate der Primärstrahlung an der Wandoberfläche, der Quelle gegenüber, und die Impulsrate der Sekundärstrahlung für den Abstand C = 12,6 cm eingesetzt. Die Werte der Sekundärstrahlung bei A-Geometrie gelten für die vorderwandverstärkte Box. In Tab.14 sind die berechneten Schwächungsfaktoren aufgeführt. Die großen Unterschiede der Werte bei A- und B-Geometrie werden durch die verschiedenen Ausmaße der von Primärstrahlung getroffenen Wandbereiche bedingt, und die schon früher besprochenen Unterschiede bei Cs- und Co-Strahlung durch die stärkere Absorption der Cs-Streustrahlung in der Wand. Die Gesamtschwächung

Material	Cs		Co	
	A	B	A	B
Bt	450	10,3	240	8,0
Fe	830	17,4	390	13,8
Ba	1700	28	670	20,0
Pb	4200	51	1530	38,5

Tab.14. Schwächungsfaktoren von Primär-/Sekundärstrahlung für verschiedene Rückstreumaterialien und Cs- bzw. Co-Strahlung in A- und B-Geometrie.

Primär-/Quartärstrahlung (die ersten beiden Rückstreuwände aus Beton) ist durch das Produkt der entsprechenden Werte der Tab.13 und 14 gegeben. Die großen Intensitätsunterschiede, die in der Sekundärstrahlung des Eisens, Barytbetons und Bleis auftreten, werden durch die zusätzliche Ba- und Pb-Eigenstrahlung in der Quartärstrahlung ausgeglichen, so daß die Gesamtschwächungsfaktoren dieser drei Materialien annähernd gleich groß sind. Das geht auch aus den relativen Intensitäten der Tab.9 (Seite 92) hervor.

Schon bei der einfachen Rückstreuung von γ-Strahlung an Blei tritt die 74-keV-Linie im Spektrum auf. NEILER und BELL (89) geben für den Bleikollimator eines Szintillationszählers eine Möglichkeit an, die Pb-Eigenstrahlung um mehr als den Faktor 100 zu schwächen, indem die bestrahlte Oberfläche mit einer Kombination dünner Folien aus Ta, Cd und Cu zur Absorption der Eigenstrahlung des jeweils vorangehenden Materials abgedeckt wird. Für den Fall der Tertiär- und Quartärstrahlung bewirkt das Verfahren eine noch stärkere Reduzierung der Gesamtstrahlung, weil hier der Eigenstrahlungsanteil größer ist. Der Prozentsatz der an den Folien rückgestreuten Quanten ist gering. Auch bei anderen Materialien hat das Verfahren besonders gegen Quartärstrahlung Erfolg, weil deren mittlere Energie wenig größer als die der Blei-Eigenstrahlung ist. Zur Schwächung der vergleichsweise starken niederenergetischen Sekundärstrahlung leichtatomiger Stoffe wie Beton und Al ist schon eine dünne Bleischicht gut geeignet, weil deren Beitrag zur Sekundärstrahlung erheblich geringer ist als die absorbierte Streustrahlung

des betreffenden Grundmaterials. Dies trifft auch für die Luftrückstreuung zu. So zeigten die Differenzmessungen der Tertiär- und Quartärstrahlung der verschiedenen Materialien gegen die Streustrahlung der Luft, daß die durch Compton-Streuung erzeugte Strahlung schweratomiger Wände im Bereich kleiner Energien sogar von wesentlich geringerer Intensität ist als die Rückstreuung der Luft. Das Auftreten von Luftstreustrahlung kann demnach bei niederenergetischer Strahlung durch das Anbringen schweratomiger Wände, deren Eigenstrahlung durch das beschriebene Verfahren weitgehend ausgeschaltet ist, vermieden werden, ohne daß eine nennenswerte Rückstreuung der Wand dafür eingetauscht wird.

Der Anteil der energiedegradierten Streustrahlung am Energiespektrum der geschwächten Primärstrahlung nimmt, wie gezeigt wurde, mit abnehmender Ordnungszahl des Wandmaterials zu, so daß sich hier dieselbe Reihenfolge der vier Materialien ergibt wie bezüglich der Intensität der Sekundärstrahlung. Das geht beispielsweise aus dem verschieden starken Aufbaueffekt im breiten bzw. divergierenden Strahl sowie aus der Größe und dem Verlauf des Peak-Verhältnisses P bei den einzelnen Wänden hervor. Auch die Intensitätsverhältnisse der Streustrahlung verschiedener Materialien sind für geschwächte Primärstrahlung und Sekundärstrahlung etwa gleich, wenn keine starke Fluoreszenzstrahlung bei der Rückstreuung auftritt. Die diesbezüglichen Unterschiede zwischen Schwächung und Rückstreuung sind auf die bevorzugte Vorwärtsstreuung beim Compton-Effekt im Gegensatz zur isotropen Richtungsverteilung der Eigenstrahlung zurückzuführen.

Im Meßprogramm d des Kap.7 wurde die hinter der Wand vorliegende Streustrahlung bei seitlicher Verschiebung des Detektors bezüglich des Primärstrahls in A-Geometrie getrennt von der Primärstrahlung gemessen. Dabei ergab sich eine exponentielle Abnahme der Streustrahlungsintensität mit der seitlichen Verschiebung, wobei der Exponentialkoeffizient von den Schwächungseigenschaften des betreffenden Materials abhängig war (s. Abb.19, Seite 51). HYODO und SHIMIZU (69) fanden bei Intensitätsmessungen der rückgestreuten Strahlung einer an der Wand anliegenden γ-Quelle mit senkrecht zur Wand ausgerichtetem kollimiertem Detektor bei seitlicher Verschiebung der Quelle ebenfalls eine exponentielle Abnahme der Strah-

lungsintensität, wobei eine ähnliche Abhängigkeit von den Schwächungseigenschaften des Wandmaterials wie oben bestand. Während jedoch für die exponentielle Abnahme mit der seitlichen Verschiebung bei der Rückstreuung die Schwächung der Primärstrahlung in der Wand maßgebend ist, handelt es sich bei unseren Messungen an der Rückseite der Wand um eine Schwächung der Streustrahlung.

12.2. Gegenüberstellung von Spektren- und Dosismessungen.

Beim Vergleich der aus den Spektren gewonnenen Ergebnisse mit denen der Dosismessungen ist der Zusammenhang von spektraler Verteilung und Dosis zu beachten. Für die Dosis pro Quant/cm^2 gilt

$$D/N = \frac{h\nu(\tau_a+\sigma_a+\kappa_a)}{87{,}7\cdot 6{,}24\cdot 10^8\cdot\rho} \; R\,cm^2,$$

wenn ρ die Dichte der Luft, τ_a, σ_a und κ_a die Energieübertragungskoeffizienten für Photoabsorption, Compton-Prozeß und Paarbildung bedeuten und die Quantenenergie $h\nu$ in keV eingesetzt wird. Für Quantenenergien bis etwa 40 keV dominiert in Luft die Energieübertragung durch Photoabsorption, die proportional $(h\nu)^{-3,5}$ verläuft. Im niederenergetischen Bereich fällt daher D/N proportional $(h\nu)^{-2,5}$ ab. Im Energiebereich von 100 keV bis 2 MeV ist dagegen der Compton-Prozeß für die Energieübertragung in Luft maßgebend. Da σ_a in diesem Energiebereich nahezu konstant ist, wächst D/N hier proportional der Quantenenergie $h\nu$ an. Im Zwischenbereich von 40 bis 100 keV durchläuft D/N ein Minimum und kann näherungsweise als konstant angesehen werden. In diesem Zwischenbereich liegen nach Kap.10 die gemessenen Spektren der Quartärstrahlung, so daß deren Ergebnisse unmittelbar auf die Dosiswerte übertragen werden können. Bei den Primär-, Sekundär- und Tertiärstrahlungsspektren, die sich bis zu höheren Energiewerten erstrecken, ist dagegen zu berücksichtigen, daß die hochenergetischen Quanten eine größere Dosisausbeute besitzen.

Die in Kap.11 beschriebenen Ergebnisse von Dosismessungen der Streustrahlung bei Cs- und Co-Bestrahlungsanlagen sind nach Berücksichtigung der Dosisausbeute teilweise direkt mit den entspre-

chenden spektralen Messungen vergleichbar, andererseits wurde der Einfluß weiterer geometrischer Parameter zur Ergänzung dieser Messungen untersucht. Die bei den Dosismessungen benutzten Bestrahlungsanlagen ergaben wegen des divergenten Strahls, der starken Blendenstreustrahlung (vor allem beim Co-Gammatron) und der gerichteten Leckstrahlung keine einfachen physikalischen Voraussetzungen, so daß die Ergebnisse zu komplex sind, um Gesetzmäßigkeiten für Korrekturen daraus ableiten zu können. Der Wert der Dosismessungen lag daher mehr im speziellen Anwendungsfall. Bei Veränderung des Abstands Quelle-Streuwand (Meßprogramm 3) blieb die Streudosis an einem außerhalb des Primärstrahls gelegenen Detektorort nach Eliminierung des Einflusses der Blendenstreustrahlung konstant, was der Tatsache entspricht, daß sich die Primärstrahlungsintensität, nicht aber die Zahl der auftreffenden Quanten ändert (für Messungen bei ausgeleuchteter Wand endlicher Größe (70) gilt das nicht mehr). Der umgekehrte Fall liegt bei konstantem Quellenabstand und veränderlicher Feldgröße, also Divergenz des Strahls, vor. Hier nimmt die Streudosis etwa proportional zur Feldgröße zu. Die Abweichungen von der Proportionalität erklären sich durch die Abhängigkeit der Primärstrahlintensität vom Cosinus des Einfallswinkels. Die Vergrößerung des Einfallswinkels des Zentralstrahls bei konstantem Abstand Quelle-Wand und konstanter Strahldivergenz (Meßprogramm 4) ergab bei Annäherung des Strahlenfeldes an den festgehaltenen Detektor eine starke Streudosiszunahme, die, wie in Kap.11 beschrieben, durch das Zusammenwirken verschiedener Effekte verursacht wird. Bei Mitführung des Detektors in konstanter Höhe senkrecht über dem Zentrum des Strahlenfeldes ist die wesentlich geringere Dosiszunahme lediglich vom Einfallswinkel abhängig. Die Ergebnisse stehen im Einklang mit ähnlichen Messungen von MAHMOUD und EL-NADY (76), bei denen sich der Detektor direkt an der Betonwand im Primärstrahl befand, und die eine maximale Rückstreudosis für Cs bei einem Einfallswinkel von 70° und eine Dosissteigerung um etwa 35% gegenüber dem senkrechten Einfall lieferten.

Die Messungen des Zählraten- und Dosisverlaufs hinter einer 14,5 cm dicken Barytbetonwand bei senkrecht auftreffender kollimierter Cs-Strahlung (Meßprogramme d des Kap.7 und 6 des Kap.11) sind nicht direkt vergleichbar, weil die Dosismessungen in 55 cm Abstand

von der Wandoberfläche ausgeführt wurden, um bei dem großen Kammervolumen eine genügende räumliche Auflösung zu erreichen, die spektralen Messungen jedoch unmittelbar an der Wandoberfläche. Wie die spektralen Messungen zeigten, ist aber die Feldverteilung im Nah- und Fernbereich der Wand verschieden. Trotzdem liefern beide Messungen einen annähernd exponentiellen Verlauf bei seitlicher Detektorverschiebung (Abb.19 und 39). Für die Dosismessung gilt das nur im Bereich außerhalb des Primärstrahls; bei dicken Wänden und folglich großem Streustrahlungsanteil ist der Verlaufsunterschied zwischen Primär- und Streustrahlungsbereich gering. Man entnimmt dem exponentiellen Teil der Dosiskurve hinter der 14,5 cm dicken Barytbetonwand für den Abstand 55 cm von der Wand eine Verschiebung, innerhalb der die Dosis auf die Hälfte absinkt, von ungefähr 15 cm; der entsprechende Wert der direkt an der Wand durchgeführten spektralen Messungen beträgt 2,8 cm, bei Umrechnung auf 55 cm Abstand 24 cm, wenn der effektive Ort der Aufstreuung in der Mitte der Wand angenommen wird. Der Unterschied der beiden Werte ist auf die andersartige Feldverteilung an der Wand zurückzuführen.

Die für senkrechte Einstrahlung im Dosismeßprogramm 1 bestimmten Isodosen der einfach rückgestreuten Strahlung sowie die Meßwerte zur Überprüfung der Abstandsabhängigkeit (Dosismeßprogramm 2) können mit den integralen Impulsraten der Spektrenmessungen bei Vergrößerung des seitlichen Detektorabstands C verglichen werden. Dazu wurde das Produkt aus der Impulsrate I und dem Quadrat des Abstands (C+10) zwischen Zentralstrahl und Detektoraußenseite gebildet. In Tab.15 sind einige Beispiele angegeben; der Wert für den kleinsten Abstand wurde willkürlich gleich 100% gesetzt. Aus den Spalten 1) und 4) ist abzulesen, daß die an der Wand gemessene Intensität schneller abnimmt als dem quadratischen Abstandsgesetz entspricht und zwar für Co noch schneller als für Cs (wegen der verschiedenen Abstände C geht dies aus den angegebenen Werten nicht direkt hervor). Dieser Sachverhalt ist auch bei den Dosismessungen festzustellen; er erklärt sich durch die längeren Wege der Streustrahlung in der Wand und die damit verbundene stärkere Absorption bei Vergrößerung des seitlichen Detektorabstandes. Die Abnahme ist jedoch bei den Dosiswerten abgeschwächt, da sich die spektralen Verteilungen mit zunehmendem Detektorabstand nach größeren Ener-

C (cm)	1) Bt-Cs-A-0	2) Bt-Cs-A-14,4	3) Ba-Cs-A-14,4
7,6	100	100	100
16	75	150	160
27	54	150	175
45	-	135	-

	4) Bt-Ko-A-0	5) Bt-Cs-A-14,4	6) Bt-Ko-A-14,4	7) Ba-Ko-A-14,4
12,6	100	100	100	100
21	76,5	140	140	150
32	57	140	140	165
50	-	115	115	-

	8) Bt-Cs-B-14,4	9) Bt-Ko-B-14,4	10) Ba-Cs-B-14,4	11) Ba-Ko-B-14,4
12,6	100	100	100	100
35	260	280	300	320
60	320	340	415	430
85	315	340	460	485
110	300	330	-	-

Tab.15. Produkt aus integraler Impulsrate der Sekundärstrahlung und Abstandsquadrat: $I(C+10)^2$, für verschiedene geometrische Anordnungen, Cs- und Co-Quelle, Beton- und Barytbetonwand (prozentuale Werte).

giewerten, also höherer Dosisausbeute pro Quant verschieben. In der Entfernung 14,4 cm von der Wand ist das quadratische Abstandsgesetz im mittleren C-Abstandsbereich erfüllt (Spalten 2,3,5,6,7), da die Weglängen der Streustrahlung in der Wand hier nahezu konstant sind; in größeren Abständen tritt dagegen wiederum verstärkte Wandabsorption auf und beim jeweils kleinsten Abstand ist der Detektor teilweise abgeschirmt. Die entsprechenden Dosismessungen

lieferten in Bereichen ohne Blendenstreustrahlung wegen der konstanten spektralen Verteilung ebenfalls quadratische Abstandsabhängigkeit. Das unterschiedliche Verhalten der Streustrahlungsintensität im Nah- und Fernbereich der Wand geht auch aus der Abnahme der Winkel, die die Isodosen mit der Wand bilden, hervor (Abb.33a und 35a). Dieser Effekt ist bei Beton stärker ausgeprägt als bei Barytbeton, und zwar infolge des geringeren Anteils vielfach gestreuter Strahlung bei Barytbeton (s. Kap.8). Die Gleichheit der integralen Zählraten bei C = 7,6 cm in den Entfernungen 0 und 14,4 cm von der Wand steht in Übereinstimmung mit dem annähernd vertikalen Verlauf der Isodosen in der Nähe der Streufläche. In der Entfernung 14,4 cm bestehen keine Unterschiede mehr im Verlauf der Cs- und Co-Streustrahlungsintensitäten (Spalten 5 und 6). In der Tab.15 sind zusätzlich Werte bei B-Geometrie aufgeführt (Spalten 8 bis 11). Obwohl hier eine sehr komplizierte Quellenanordnung der Streustrahlung vorliegt, besteht für Beton im Bereich von C=60 bis 110 cm eine quadratische Abstandsabhängigkeit.

Die Dosismessungen der Tertiärstrahlung in der Co-Gammatron-Schleuse (Meßprogramm 5) haben ein Analogon in den spektralen Tertiärstrahlungsmessungen bei Rückstreuung an zwei zueinander senkrechten Betonwänden. Da bei der Tertiärstrahlung praktisch keine Winkelabhängigkeit der Energiespektren im überstrichenen Winkelbereich vorliegt, und weder Primär- noch Sekundärstrahlung mitgemessen wurden, besteht eine strenge Proportionalität zwischen Dosis und Zählrate. Die relativ geringen Änderungen der Ortsdosis beim Verändern der Höhe und x-Koordinate des Detektors (s. Abb.38) sind im Einklang mit dem im Laborexperiment in der Nähe der Ecke festgestellten annähernd homogenen Tertiärstrahlungsfeld. Es kann kein weitergehender quantitativer Vergleich durchgeführt werden, weil die geometrischen Verhältnisse verschieden sind und dem Detektor bei den spektralen Messungen nur ein definierter Sehwinkel freigegeben werden konnte.

Den Dosis-Albedo-Messungen im Zentralstrahl an der Wandoberfläche (Meßprogramm 7) konnten keine spektralen Messungen gegenübergestellt werden, weil die den Szintillationskristall durchdringende, auf die Wand auftreffende, Primärstrahlung in Intensität und Qualität verändert ist und somit eine verfälschte Rückstreuung be-

wirkt. Hier könnte nur mit dünnen Plastikszintillatoren ein Erfolg erzielt werden. Die in Tab.14 aufgeführten Verhältniswerte der Zentralstrahlintensität an der Wandoberfläche zur Streustrahlungsintensität an Stellen außerhalb des Primärstrahls sind wesentlich größer als die Kehrwerte der Albedos; sie steigen, dem quadratischen Abstandsgesetz folgend, mit wachsender Entfernung des Streustrahlenmeßorts vom Feldzentrum an. Die entsprechende starke Abnahme des Albedos bei Vergrößerung des Detektorabstandes zur Wand geht aus Abb.40 hervor. Wie die Dosismessungen zeigten, geht in die Verhältniswerte ferner die Feldgröße annähernd umgekehrt proportional ein (ein extremer Fall liegt bei A- und B-Geometrie vor, s. Tab.14), während die Albedo-Werte lediglich für Beton bei vierfacher Feldgröße um etwa 22% anwuchsen (Tab.10). In den im Kap.2 zitierten Veröffentlichungen über Messungen der Streudosis unter Verwendung einer isotropen γ-Quelle (77,78) wurde die relative Dosiszunahme bezüglich der am Detektorort vorliegenden Primärstrahlungsdosis angegeben. Auch diese Werte sind zum größten Teil kleiner als die Albedos im Zentralstrahl an der Wandoberfläche.

Die Verhältniszahlen der Dosis-Albedos der einzelnen Wandmaterialien können den entsprechenden Verhältniszahlen der im Raum, getrennt von der Primärstrahlung, gemessenen Streustrahlungsdosis oder -intensität gegenübergestellt werden, weil örtliche Unterschiede dieser Verhältniszahlen gering sind. Das Albedo-Verhältnis von Beton und Barytbeton hat z. B. für Cs und das kleine Feld den Wert 1,85 (gemessen mit der Fingerhutkammer), das Streudosis-Verhältnis den Wert 2,5 (gemessen mit der Streustrahlenkammer) und das Zählratenverhältnis bei A-Geometrie den Wert 4,1. Die Unterschiede der drei Werte sind durch den Energiegang der beiden Ionisationskammern und die Energieabhängigkeit der Dosisausbeute bedingt.

Zusammenfassung.

Die bei der Abschirmung von γ-Strahlung durch Streuung auftretenden Strahlenfelder wurden bezüglich Dosis, Quantenzahl sowie Energie- und Richtungsverteilung unter Variation der Kernladungszahl und Dicke des Abschirmmaterials, der Primärstrahlungsenergie und -geometrie sowie der Ordnung der Streuung untersucht. Als Strahlendetektor diente ein NaJ(Tl)-Szintillationszähler in Verbindung mit einem 1600-Kanal-Impulshöhenanalysator, dessen Daten über einen selbstentwickelten Code-Umsetzer auf Fernschreiber oder Lochstreifen sowie direkt als Spektrogramm ausgegeben werden konnten.

Aus den Meßergebnissen lassen sich folgende Gesetzmäßigkeiten ableiten:

1.) Die mittlere Quantenenergie nimmt bei jedem Streuakt ab. Die Degradation ist dabei für die Primärstrahlung am größten und vermindert sich mit zunehmender Streuordnung.

2.) Die Intensitätsabnahme bei der Rückstreuung ist vom Wandmaterial, vom Streuwinkel und von der Streuordnung abhängig; sie beträgt 1 bis 2 Zehnerpotenzen. Während die Strahlungsintensität bei Streuung 1. Ordnung mit steigender Ordnungszahl des Wandmaterials noch stark abnimmt, vermindert sich dieser Einfluß mit zunehmender Streuordnung immer mehr.

3.) Die effektive Ordnungszahl der letzten Streuwand beeinflußt sowohl die Quantenzahl als auch die Energie- und Richtungsverteilung der Strahlung entscheidend, während die davorliegenden Streuwände nur die Quantenzahl maßgeblich verändern. Mit zunehmender Kernladungszahl des Wandmaterials werden die Spektren im Bereich niedriger Quantenenergien immer stärker beschnitten, gleichzeitig tritt intensive Eigenstrahlung auf. Der Anteil der Eigenstrahlung an der Gesamtstrahlung nimmt dabei mit der Streuordnung zu, sofern die primäre Quantenenergie weit über der Anregungsenergie der Eigenstrahlung liegt.

4.) Verschiedene Energie der primären Strahlungsquanten bedingt Unterschiede in der Energieverteilung der geschwächten Primärstrahlung und, demgegenüber abgeschwächt, der Sekundärstrahlung. Mit zunehmender Streuordnung vermindern sich die Unter-

schiede in der Energieverteilung weiter und die Quartärstrahlungsspektren von ^{60}Co- und ^{137}Cs-Primärstrahlung sind weitgehend gleich.

5.) Die Richtungsabhängigkeit der Quantenenergie zeigt bei der Sekundärstrahlung in Übereinstimmung mit den Gesetzen der Compton-Streuung eine Erhöhung der Quantenenergie bei Verkleinerung des Streuwinkels. Bei Tertiärstrahlung ist der Einfluß des Streuwinkels vermindert und bei Quartärstrahlung ergibt sich ein homogenes Strahlungsfeld.

Herrn Prof. Dr. G. Breitling danke ich für die Anregung dieser Untersuchungen, für seine unermüdliche Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit und für wertvolle Diskussionen.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. H.E. Bock für die Erlaubnis, diese Arbeit außerhalb der Medizinischen Klinik durchführen zu dürfen.

Ich danke Herrn Dipl. Phys. Dr. W. Seeger für vielfache Ratschläge und Herrn Feinmechanikermeister W. Künstle für die exakte Durchführung der Werkstattarbeiten.

Zu danken habe ich ferner der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Strahlenquellen, Abschirmmaterialien und Meßgeräten.

Literaturverzeichnis

(1) SPENCER, L.V., FANO, U.: Phys. Rev. 81, 464 (1951).

(2) SPENCER, L.V., FANO, U.: J. Res. Nat. Bur. Stand. 46, 446 (1951).

(3) FANO, U., SPENCER, L.V., BERGER, M.J.: Handb. d. Phys. (Herausg. S. FLÜGGE), Bd. 38/2, S. 660, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1959.

(4) GOLDSTEIN, H., WILKINS jr., J.E.: USAEC-Report, NYO-3075 (1954).

(5) SCHAARSCHMIDT, A.: Nucl. Instr. and Meth. 27, 311 (1964).

(6) SCHAARSCHMIDT, A.: Z. angew. Phys. 18, 167 (1964).

(7) SCHAARSCHMIDT, A.: Nucl. Instr. and Meth. 34, 325 (1965).

(8) THEUS, R.B., BEACH, L.A., FAUST, W.R.: J. Appl. Phys. 26, 294 (1955).

(9) SYBESMA, C.: Nucl. Instr. and Meth. 21, 167 (1963).

(10) SCHAARSCHMIDT, A.: Z. angew. Phys. 19, 180 (1965).

(11) SCHAARSCHMIDT, A.: Z. angew. Phys. 19, 187 (1965).

(12) PERKINS, J.F.: J. Appl. Phys. 26, 1372 (1955).

(13) BERGER, M.J.: J. Res. Nat. Bur. Stand. 55, 343 (1955).

(14) BERGER, M.J., DOGGETT, J.: J. Res. Nat. Bur. Stand. 56, 89 (1956).

(15) BERGER, M.J., SPENCER, L.V.: Radiation Res. 10, 552 (1959).

(16) BRUCE, W.R., JOHNS, H.E.: Brit. J. Radiol., Suppl. No. 9 (1960).

(17) SHURE, K.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 221 (1962).

(18) DIXON, W.R.: Can. J. Phys. 36, 419 (1958).

(19) BERGER, M.J.: J. Appl. Phys. 26, 1504 (1955).

(20) WHYTE, G.N.: Can. J. Phys. 33, 96 (1955).

(21) PEELLE, R.W., MAIENSCHEIN, F.C., LOVE, T.A.: USAEC-Report ORNL-2196 (1957).

(22) HUBBELL, J.H., HAYWARD, E., TITUS, W.F.: Phys. Rev. 108, 1361 (1957).

(23) DAHLSTROM, T.S., THOMPSON, W.E.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 220 (1962).

(24) PETREE, B., HUMPHREYS, J.C.: Radiology 84, 129 (1965).

(25) DERBOWKA, R.M., CORMACK, D.V.: Brit. J. Radiol. 38, 653 (1965).

(26) SCRIMGER, J.W., CORMACK, D.V.: Brit. J. Radiol. 36, 514 (1963).

(27) MATHER, R.L.: J. Appl. Phys. 28, 1200 (1957).

(28) AITKEN, J.H., HENRY, W.H.: Int. J. Appl. Rad. and Isotopes 15, 713 (1964).

(29) CORMACK, D.V.: J. Can. Ass. Radiol. 11, 40 (1960).

(30) BRUCE, W.R., PEARSON, M.L., FREEDHOFF, H.S.: Radiation Res. 19, 606 (1963).

(31) VAN DILLA, M.A., HINE, G.J.: Nucleonics 10, No. 7, 54 (1952).

(32) WOOTTON, P., SHALEK, R.J., FLETCHER, G.H.: Am. J. Roentg. 71, 683 (1954).

(33) SMOCOVITIS, D., YOUNG, M.E.J., BATHO, H.F.: Brit. J. Radiol. 40, 771 (1967).

(34) WACHSMANN, F., ROK JE, S.: Deutscher Röntgenkongreß 1964, Teil B, S. 214, Urban & Schwarzenberg, München-Berlin 1965.

(35) HASHMI, C.M.H.: Nukleonik 5, 67 (1963).

(36) SOOLE, B.W.: Proc. Roy. Soc. Lond., A 230, 343 (1955).

(37) COLGATE, S.A.: Phys. Rev. 87, 592 (1952).

(38) HOWLAND, P.R., KREGER, W.E.: Phys. Rev. 95, 407 (1954).

(39) CHAPPELL, D.G.: Nucleonics 14, No. 1, 40 (1956).

(40) OBERHOFER, M., SPRINGER, T.: Kerntechnik 2, 124 (1960).

(41) THORAEUS, R.: Acta Radiol. 3, 81 (1965).

(42) KARZMARK, C.J., CAPONE, T.: Brit. J. Radiol. 41, 33 (1968).

(43) BRAESTRUP, C.B., WYCKOFF, H.O.: Radiology 51, 840 (1948).

(44) PEEBLES, G.H.: J. Appl. Phys. 24, 1272 (1953).

(45) PEEBLES, G.H.: J. Appl. Phys. 24, 1437 (1953).

(46) GARRETT, C., WHYTE, G.N.: Phys. Rev. 95, 889 (1954).

(47) CHAPPELL, D.G.: Nucleonics 15, No. 1, 52 (1957).

(48) THORAEUS, R.: Acta Radiol. 54, 410 (1960).

(49) FUTTERMENGER, W., GLUBRECHT, H., NIEMANN, E.G., SCHULTZ, H.: Kerntechnik 4, 504 (1962).

(50) PRICE, B.T., HORTON, C.C., SPINNEY, K.T.: Radiation Shielding, Pergamon, London-New York-Paris 1957.

(51) JOHNS, H.E.: Radiation Dosimetry (Herausg. G.J. HINE und G.L. BROWNELL), S. 531, Academic Press, New York 1956.

(52) JAEGER, T.: Grundzüge der Strahlenschutztechnik, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1960.

(53) CHAPPELL, D.G.: Nucleonics 14, No. 7, 36 (1956).

(54) HAYWARD, E., HUBBELL, J.H.: Phys. Rev. 93, 955 (1954).

(55) PERKINS, J.F.: J. Appl. Phys. 26, 655 (1955).

(56) BERGER, M.J.: J. Appl. Phys. 28, 1502 (1957).

(57) BERGER, M.J., RASO, D.J.: Radiation Res. 12, 20 (1960).

(58) DAVISSON, C.M., BEACH, L.A.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 391 (1962).

(59) RASO, D.J.: Nucl. Sci. Eng. 17, 411 (1963).

(60) TITUS, F.: Nucl. Sci. Eng. 3, 609 (1958).

(61) CORNER, J., LISTON, R.H.A.: Proc. Roy. Soc. Lond., A 204, 323 (1950).

(62) CHILTON, A.B., HUDDLESTON, C.M.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 220 (1962).

(63) BULATOV, B.P., LEJPUNSKIJ, O.I.: Kernenergie 3, 677 (1960).

(64) HINE, G.J., McCALL, R.C.: Nucleonics 12, No. 4, 27 (1954).

(65) HAYWARD, E., HUBBELL, J.H.: J. Appl. Phys. 25, 506 (1954).

(66) BULATOV, B.P.: J. Nucl. Energy, Part A 13, 82 (1960), Original: Atomnaya Energiya 7, 369 (1959).

(67) HYODO, T.: Nucl. Sci. Eng. 12, 178 (1962).

(68) BULATOV, B.P., GARUSOV, E.A.: J. Nucl. Energy, Part A 11, 159 (1960), Original: Atomnaya Energiya 5, 631 (1958).

(69) HYODO, T., SHIMIZU, S.: Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ. 39, 180 (1961).

(70) VASILEV, V.A., SHISHKINA, V.A.: Atomnaya Energiya 4, 205 (1958).

(71) OLIVER, R., KEMP, L.A.W.: Brit. J. Radiol. 22, 33 (1949).

(72) DIXON, W.R., GARRETT, C., MORRISON, A.: Brit. J. Radiol. 25, 314 (1952).

(73) JOHNS, H.E., HUNT, J.W., FEDORUK, S.O.: Brit. J. Radiol. 27, 443 (1954).

(74) GREENING, J.R.: Brit. J. Radiol. 27, 532 (1954).

(75) BRAESTRUP, C.B., WYCKOFF, H.O.: Radiation Protection, Charles Thomas, Springfield Ill. 1958.

(76) MAHMOUD, K.A., EL-NADY, L.: Proc. Math. and Phys. Soc. of Egypt (UAR) 24, 93 (1960).

(77) CLARKE, E.T., BATTER, J.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 223 (1962).

(78) HENRY, W.H., GARRETT, C.: Acta Radiol. 2, 353 (1964).

(79) KARZMARK, C.J., CAPONE, T.: Brit. J. Radiol. 41, 222 (1968).

(80) CAPONE, T., KARZMARK, C.J.: Brit. J. Radiol. 41, 227 (1968).

(81) LEIMDÖRFER, M.: Nucl. Sci. Eng. 17, 345 (1963).

(82) LEIMDÖRFER, M.: Nucl. Sci. Eng. 17, 352 (1963).

(83) LEIMDÖRFER, M.: Trans. Am. Nucl. Soc. 5, 390 (1962).

(84) LEIMDÖRFER, M.: Nucl. Sci. Eng. 17, 357 (1963).

(85) LEIMDÖRFER, M.: Nukleonik 6, 14 (1964).

(86) JOHANSSON, S.A.E.: Nucl. Sci. Eng. 14, 196 (1962).

(87) RAUBACH, R., SUCHANEK, K.: Siemens-Zeitschrift 38, 254 (1964).

(88) MOTT, W.E., SUTTON, R.B.: Handb. d. Phys. (Herausg. S. FLÜGGE), Bd. 45, S. 86, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1958.

(89) NEILER, J.H., BELL, P.R.: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (Herausg. K. SIEGBAHN), Vol. 1, S. 245, North-Holland-Publ., Amsterdam 1965.

(90) NEUERT, H.: Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun, Karlsruhe 1966.

(91) STARFELT, N., KOCH, H.W.: Phys. Rev. 102, 1598 (1956).

(92) ENGELKEMEIR, D.: Rev. Sci. Instr. 27, 589 (1956).

(93) BERGER, M.J., DOGGETT, J.: Rev. Sci. Instr. 27, 269 (1956).

(94) LAZAR, N.H., DAVIS, R.C., BELL, P.R.: Nucleonics 14, No. 4, 52 (1956).

(95) RAU, F.: Nukleonik 5, 191 (1963).

(96) VAN LIESHOUT, R., WAPSTRA, A.H., RICCI, R.A., GIRGIS, R.K.: Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (Herausg. K. SIEGBAHN), Vol. 1, S. 501, North-Holland Publ., Amsterdam 1965.

Lebenslauf

Am 11. August 1937 wurde ich als zweites der vier Kinder des Oberforstdirektors Dr. Franz Wechselberger und seiner Ehefrau Liselotte geb. Rall in Berlin-Zehlendorf geboren.

Ab 1943 besuchte ich die Deutsche Volksschule in Preßburg (Slowakei), die Volksschule und das Realgymnasium in Nagold und das Kepler-Gymnasium in Tübingen. Am Kepler-Gymnasium legte ich im Frühjahr 1956 die Reifeprüfung ab. Vom Sommersemester 1956 bis zum Sommersemester 1959 studierte ich an der Universität Freiburg/Br. Physik und bestand dort die Diplomvorprüfung. Anschließend setzte ich das Physikstudium an der Universität Tübingen fort und legte hier im Dezember 1963 die Diplomhauptprüfung ab. Die Diplomarbeit mit dem Titel "Untersuchungen an einem Stimmgabel-Gyrotron" wurde von mir im Institut für Schwingungsforschung unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Tischner ausgeführt.

Seit 15. Dezember 1963 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter im Isotopenlabor der Medizinischen Universitätsklinik Tübingen tätig. Von 1965 bis 1968 führte ich unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. G. Breitling, dem Leiter der Strahlenphysikalischen Abteilung des Medizinischen Strahleninstituts der Universität Tübingen, die als Dissertation vorgelegte Arbeit "Untersuchungen zur Energie- und Dosisverteilung ein- und mehrfach gestreuter γ-Strahlung" durch.

Meine akademischen Lehrer waren an der Universität Freiburg/Br. die Herren Dozenten und Professoren Bol, Brauer, Gericke, Görtler, Hönl, Karolus, Kast, Lüttringhaus, Maier, Marschall, Meier, Nitsche, Pahl, Rawer, Salecker, Schmidt, Sommermeyer, Tautz und Westpfahl, an der Universität Tübingen Braunbek, Breitling, Ehlich, Elwert, Hausser, Kneser, Krüger, Möllenstedt, Molière, M. Müller, Siedentopf, Tischner, Vogel und Winkler.